

DLR-IB-AT-GO-2020-114

**Numerische Untersuchung eines
Freistrahls in einem
Sondenkalibrierkanal**

Bachelorarbeit

Jonas Böhm



DLR

**Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt**

Dokumenteigenschaften

Titel	Numerische Untersuchung eines Freistrahls in einem Sondenkalibrierkanal
Betreff	Clean Sky 2
Institut	Institut für Antriebstechnik
Erstellt von	Jonas Böhm
Beteiligte	Johannes Bachner, Robin G. Brakmann
Geprüft von	
Freigabe von	
Datum	14.05.2020
Version	1.0
Dateipfad	



Fakultät Fahrzeugtechnik

BACHELORTHESIS

Numerische Untersuchung eines Freistrahls in einem
Sondenkalibrierkanal

zum Erlangen des akademischen Grades

BACHELOR OF ENGINEERING

im Studiengang

Fahrzeugtechnik

vorgelegt von:

Jonas Böhm
70452660

Erstprüfer:

Prof. Dr.-Ing. Müller

Zweitprüfer:

Johannes Bachner, M.Sc.

Abgabedatum:

14. Mai 2020

Eidesstattliche Erklärung

”Hiermit versichere ich an Eides Statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen verwendet habe.”

Göttingen, 14. Mai 2020

Jonas, Böhm

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während der Anfertigung dieser Bachelorarbeit unterstützt und motiviert haben.

Als erstes möchte ich mich bei meinem Betreuer Johannes Bachner bedanken, der mich richtungsweisend und mit viel Engagement während meiner Arbeit begleitet hat. Besonders möchte mich für die Geduld und die Hilfsbereitschaft bedanken, die maßgeblich dazu beigetragen haben, dass die Bachelorarbeit in dieser Form vorliegt.

Ebenfalls möchte ich mich bei meinem zweiten Betreuer Robin Brackmann bedanken, der mir mit viel Interesse und Hingebung zur Seite stand. Bedanken möchte ich mich vor allem für die zahlreichen interessanten Diskussionen und Ideen, die es ermöglicht haben, die numerische Simulation durchzuführen.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern und meinem Bruder bedanken, die mich in meinem Studium stets unterstützt haben und mir jeder Zeit zur Seite standen.

Kurzbeschreibung/Abstract

Die folgende Bachelorarbeit befasst sich mit der numerischen Untersuchung eines Freistrahls in einem Sondenkalibrierkanal (SKG) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) Göttingen. Dabei wird untersucht, welche Auswirkungen eine neu konstruierte Positioniereinheit für pneumatische Lanzensonden auf die Sekundärströmung in der Messkammer und auf den Freistrahл hat. Anschließend gilt es, die Eignung der Positioniereinheit für eine Sondenkalibrierung zu bewerten. Dafür werden verschiedene numerische Modelle erzeugt und mittels RANS-Gleichungen durch den DLR internen Strömungslöser TRACE gelöst. Als Referenz wird ein Modell des SKGs ohne Positioniereinheit simuliert und mit experimentellen Daten sowie der Literatur abgeglichen. Die anderen Modellvarianten beinhalten die Positioniereinheit mit und ohne Sonde sowie eine verdrehte Einstellung der Lanzensonde. Aus der Auswertung der Simulationsergebnisse geht hervor, dass der Freistrahл zwischen der Düse und dem Kollektor entlang der Strahlungsachse eine Beschleunigung erfährt. Des Weiteren entsteht bei einer verdrehten Sonde aufgrund des asymmetrischen Aufbaus der Positioniereinheit eine unterschiedlich starke Verschiebung des Freistrahls in der Messkammer.

The work, presented in this thesis, deals with the numerical investigation on an free jet within a channel for tube calibration at the Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen. One aim is to study the influence of a new designed positioning unit for pneumatic probe tubes on secondary flow within that channel and on the free jet, respectively. Moreover, the suitability of that positioning unit for calibration of tubes is evaluated afterwards. To this end, various computational models are built and numerically evaluated through RANS-equations in the environment of DLR in-house solver TRACE. Hereby, solutions of numerical treatments without positioning unit as well as experimental observations and data from literature are used as appropriate reference criteria. Other models can be splitted into almost two classes. The former consider only the positioning unit itself, while latter ones taking into account also the tube with additional rotation. As a main result of the numerical investigations an acceleration of the free jet is obtained, which is located along the jet-axis in between the nozzle and collector. In addition, a deflection of the free jet with varying magnitude is observed through experimental studies. This effect is caused by the asymmetric buildup of the positioning unit.

Inhaltsverzeichnis

Eidesstattliche Erklärung	
Danksagung	
Kurzbeschreibung/Abstract	
Abbildungsverzeichnis	
Tabellenverzeichnis	II
Abkürzungsverzeichnis	III
Symbolverzeichnis	IV
1. Einleitung	1
1.1. Aufbau der Arbeit	1
2. Stand der Technik	2
2.1. Sondenaufbau	2
2.2. Sondenkalibrierung	3
2.3. Aufbau des Sondenkalibrierkanals	3
2.4. Sondenpositioniereinheit	5
3. Strömungsmechanische Grundlagen	7
3.1. Bernoulligleichung	7
3.2. Erhaltungsgleichungen	7
3.3. Charakteristische Größen	8
3.3.1. Reynoldszahl	8
3.3.2. Machzahl	9
3.4. Grenzschicht	10
3.5. Freistrahlen	12
3.5.1. Eigenschaften und Größen	13
3.5.2. Strahlausbreitung hinter einer rotationssymmetrischen Düse	15
3.5.3. Druckverteilung	15
4. Grundlagen der numerischen Strömungssimulation	16
4.1. Navier-Stokes-Gleichungen	16
4.1.1. Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen	17
4.1.2. Favre-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen	17
4.2. Turbulenzmodellierung	18
4.3. Räumliche Diskretisierung	19
4.4. Numerisches Gitter	20
4.4.1. Grenzschichtauflösung	21

4.5. Numerische Fehlerbetrachtung	21
4.6. Präkonditionierung	22
5. Numerisches Modell	23
5.1. Numerische Konfiguration	23
5.1.1. Geometrisches Modell	23
5.1.2. Entdimensionierte Größen	26
5.1.3. Numerische Randbedingungen	27
5.2. Rechengitter	28
5.2.1. Bewertung des dimensionslosen Wandabstands	29
5.2.2. Bewertung der Gitterqualität	30
5.2.3. Gitterstudie	31
5.3. Bewertung der Konvergenz	35
6. Ergebnisse	37
6.1. Referenzmodell	37
6.1.1. Machzahlverlauf	37
6.1.2. Geschwindigkeitsfeld	38
6.1.3. Strömungswinkel	41
6.1.4. Vergleich mit experimentellen Daten	43
6.2. Positioniereinheit ohne Sonde	44
6.3. Positioniereinheit mit Sonde	48
6.4. Positioniereinheit mit verdrehter Sonde	52
7. Zusammenfassung	56
8. Fazit und Ausblick	57
Literatur	58
A. Anhang	VI
A.1. Gitterkonfiguration	VI
A.2. Parameter für die Präkonditionierung	VI
A.3. Konfiguration der numerischen Strömungssimulation	VII

Abbildungsverzeichnis

1. a) Aufbau einer Lanzensonde und b) Darstellung eines 5-Loch Sondenkopfes . . .	2
2. Sondenkalibrierkanal	4
3. a) Bestehende Positioniereinheit im SEG, b) Düse des SEG	4
4. Darstellung a) in der Konstruktionsansicht der neuen Positioniereinheit und b) der Winkelanordnung	5
5. Ausbildung eines Grenzschichtprofils über einer ebenen Platte	10
6. Darstellung einer laminaren und turbulenten Grenzschicht	11
7. Darstellung der Wandfunktion	11
8. Schematische Darstellung der Wirbelstruktur des Freistrahls	13
9. Schematische Darstellung eines Freistrahls	14
10. Schematische Darstellung der Ausbreitung eines Freistrahls	15
11. Verhalten der Interpolationsschemata bei großen Gradienten	20
12. Schematische Darstellung der Prismengröße und des Geschwindigkeitsverlaufs nach dem logarithmischen Wandgesetz	21
13. Verwendetes Modell des SKG mit der neukonstruierten Positioniereinheit und der Sonde	24
14. Bemaßung des Modells der Sonde	25
15. Konstruktionsdarstellung der a) geplanten Positioniereinheit, b) vereinfachten Positioniereinheit	25
16. Darstellung der Randbedingungen am SKG	27
17. Numerisches Gitter mit Vergrößerung einiger Details	28
18. Darstellung des ersten dimensionslosen Wandabstands	29
19. Darstellung des y_1^+ a) an der Düse und b) am Kollektor	30
20. Unterschreitung der Grenzwerte für den minimalen Winkel der Tetraeder-Oberfläche, in Rot a) Grenzwert: 10° und b) Grenzwert: 5°	31
21. Darstellung der Abweichung der Geschwindigkeit der drei Gitter vor dem Kollektor	34
22. Residuen des Referenzmodells über Iteration	35
23. Darstellung des Massenstroms über Iteration	36
24. Darstellung des Massenstroms über Iteration nach anpassen der Werte am Auslass	36
25. Machzahlverlauf des Referenzmodells a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$.	37
26. Darstellung der dimensionslosen Geschwindigkeit über die Distanz X a) , Darstellung des b) dimensionslosen dynamischen Drucks	38
27. Ausschnitt im Y-Schnitt a) des dimensionslosen Totaldruckes der Simulation und b) des dimensionslosen Totaldruckes des Experiments	39

28. Stromlinien der Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsfeld in x-Richtung a) im Schnitt $x^* = 6$ und b) im Schnitt $z^* = 0$	40
29. Stromlinien der Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsfeld in x-Richtung im Schnitt $y^* = 0$	41
30. Winkel der Geschwindigkeitsresultierende aus u_x und u_y , a) mit Winkel α im Schnitt $z^* = 0$ und b) den Winkel β im Schnitt $y^* = 0$	42
31. Verlauf der Machzahl über die dimensionslose x-Koordinate der Ergebnisse aus dem Experiment und der Simulation	43
32. Machzahlverlauf mit Positioniereinheit und Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	44
33. Vergleich der Machzahl bei dem Referenzmodell und der Positioniereinheit ohne Sonde a) bei $x^* = 0$ am Düsenaustritt und b) bei $x^* = 11$ vor dem Kollektor . . .	45
34. Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit Positioniereinheit ohne Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	46
35. Winkel der Geschwindigkeitsresultierende mit Positioniereinheit ohne Sonde a) mit α im Schnitt $z^* = 0$, b) mit β im Schnitt $y^* = 0$	46
36. Geschwindigkeitswinkel β im Referenzmodell a) und mit Positioniereinheit ohne Sonde b)	47
37. Machzahlverlauf mit Positioniereinheit und Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	48
38. Vergleich der Machzahl bei dem Referenzmodell und der Positioniereinheit mit Sonde a) bei $x^* = 0$ am Düsenaustritt und b) bei $x^* = 11$ vor dem Kollektor . . .	49
39. Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit Positioniereinheit mit Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	49
40. Winkel der Geschwindigkeitsresultierende aus u_x und u_y , a) im Schnitt α , b) im Schnitt β	50
41. Geschwindigkeitswinkel β im Referenzmodell a) und mit Positioniereinheit mit Sonde b)	51
42. Machzahlverlauf mit negativ verdrehter Positioniereinheit a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	52
43. Machzahlverlauf mit positiv verdrehter Positioniereinheit a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	52
44. Vergleich der Machzahl bei dem Referenzmodell und der positiv, sowie negativ gedrehten Positioniereinheit mit Sonde a) bei $x^* = 0$ an der Düsenöffnung und b) bei $x^* = 11$ vor dem Kollektor	53
45. Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit negativ gedrehter Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	54
46. Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit positiv gedrehter Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$	54
47. Winkel α der Geschwindigkeit a) im Referenzmodell, b) mit negativ verdrehter Sonde und c) mit positiv verdrehter Sonde	55

Tabellenverzeichnis

1. Qualitätskriterien für einzelne Gitterzellen	30
2. Zellenanzahl der Gitter mit dem Verfeinerungsfaktor	32
3. Abweichung der verschiedenen Strömungsgrößen	33
4. Die Parameter für die Standardeinstellungen des Gitters in CENTAUR	VI
5. Parameter in Kontrolldatei für Präkonditionierung mit konstantem β	VI
6. Auswahl der Parameter für alle TRACE Modelle	VII

Abkürzungsverzeichnis

ASME	American Society of Mechanical Engineers
CDS	Central Differencing Scheme
CFD	Computational Fluid Dynamics
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte numerische Simulation
FVM	Finite-Volumen-Methode
GCI	Grid Convergence Index
RANSE	Reynolds-Average-Navier-Stokes-Equation
SKG	Sondenkalibrierkanal Göttingen
SST	Shear-Stress-Transport
TRACE	Turbomachinery Research Aerodynamic Computational Environment
UDS	Upwind Differencing Scheme

Symbolverzeichnis

Lateinische Notation

Symbol	Beschreibung	Einheit
B	Wandrauhigkeit	-
C_μ	Modellkonstante	-
c	Schallgeschwindigkeit	m/s
D	Durchmesser	m
d	Charakteristische Länge	m
e	Spezifische innere Energie	J
F_s	Sicherheitsfaktor	-
f	Allgemeine Strömungsgröße	-
h	Spezifische Enthalpie	J
h_g	Charakteristische Zellenabmessung	m
K	Karaman-Konstante	-
k	turbulente kinetische Energie	m ² /s ²
L	Länge	m
m	Masse	kg
Ma	Machzahl	-
N	Zellenanzahl	-
o	Imaginärer Freistrahlsprung	-
p	Druck	kg/m · s ²
q	Spezifische Wärme	J
Re	Reynoldszahl	-
R	Spezifische Gaskonstante	J/kg · K
r	Radius	m
r_v	Verfeinerungsfaktor	-
S	Sutherlands Konstante	K
S_{ij}	Scherspannungstensor	-
T	Statische Temperatur	K
Tu	Turbulenzgrad	-
t	Zeit	s
u	Geschwindigkeit	m/s
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit	m/s
u^+	Dimensionslose Geschwindigkeit an der Wand	-
V	Volumen	m ³
x, y, z	Raumkoordinate	m
y_w	Normaler Wandabstand	m
y^+	Dimensionsloser Wandabstand	-

Griechische Notation

Symbol	Beschreibung	Einheit
α, β	Dreh-, Kippwinkel	°
β_p	Präkonditionierungsfaktor	-
δ	Grenzschicht Dicke	m
ϵ	Turbulente Dissipationsrate	m^2/s^3
κ	Isentropenexponent	-
λ_l	Laminare Volumenviskosität	$\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}$
μ	Dynamische Viskosität	$\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}$
ν	Kinematische Viskosität	m^2/s
ν_T	Wirbelviskosität	m^2/s
ρ	Dichte	kg/m^3
τ	Schubspannung	N/m^2
ϕ	Allgemeine Größe	-
ω	Spezifische turbulente Dissipationsrate	1/s

1. Einleitung

In der Industrie sowie in der Forschung kommen häufig pneumatische Sonden für die Untersuchung eines Strömungsfelds zum Einsatz. Die Strömungssonden dienen dabei zur Ermittlung der Strömungsrichtung durch die Winkelmessung von 2D oder 3D Strömungsvektoren. Des Weiteren können mit diesen Sonden Größen, wie die Strömungsgeschwindigkeit und die Machzahl eines Fluides, bestimmt werden. Gelegentlich werden die Sonden mit einem Thermoelement ausgestattet, um die Totaltemperatur in einer Strömung messen zu können. Jedoch werden dabei ausschließlich Drücke und Temperatur direkt gemessen, die Strömungsgrößen werden im Anschluss über physikalische Zusammenhänge ermittelt. Bevor die Strömungssonden beispielsweise in Turbinenprüfständen eingesetzt werden, müssen sie jedoch kalibriert werden. Die Abteilung Turbine des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) besitzt im Institut für Antriebstechnik in Göttingen für die Kalibrierung solcher Strömungssonden einen eigenen Sondenkalibrierkanal (SKG). Dort kann mittels des Zusammenhangs zwischen den direkt messbaren Größen und den gesuchten Strömungsgrößen die Genauigkeit der Sonde bestimmt werden. Dafür wird die Strömungssonde in einem Bereich, in dem die Strömung bekannt ist, positioniert und kalibriert. Dabei ist es notwendig, das Strömungsverhalten in dem Freistrahls zu kennen. Die Ausrichtung der Strömungssonde erfolgt dabei über eine Positioniereinheit. Aufgrund erhöhter Anforderungen an den Einstellbereich der Winkel sowie die Genauigkeit der Messergebnisse wurde eine neue Positioniereinheit konstruiert. Im Gegensatz zur bestehenden Einheit besitzt die neue einen zur Strahlungsachse asymmetrischen Aufbau. Dies kann einen Einfluss auf die Strömung haben und somit Auswirkungen auf die Messergebnisse, die sich beziehungsweise die Messgenauigkeit widerspiegeln. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit soll die Kalibrierungsströmung untersucht und die Eignung dieser Positioniereinheit überprüft werden. Eine schnelle und kostengünstige Variante zur Ermittlung des Strömungsfelds bietet die numerische Simulation. Für diese Simulation wird der vom DLR eigens entwickelte Strömungslöser TRACE (Turbomachinery Research Aerodynamic Computational Environment) verwendet. Um eine Aussage zur Eignung der neu konstruierten Positioniereinheit treffen zu können, werden verschiedene Modelle konfiguriert. Dafür wird zunächst ein Referenzmodell im Abgleich mit experimentellen Daten erstellt und im Anschluss mit verschiedenen Modellen der Positioniereinheit verglichen.

1.1. Aufbau der Arbeit

Zu Beginn der Arbeit wird der Stand der Technik der Sondenkalibrierung im DLR erklärt. Dabei werden der Aufbau des Windkanals mit seinen Eigenschaften sowie die Sonden beschrieben. Im darauffolgenden werden die Grundlagen der Strömungsmechanik erklärt. Ein Unterpunkt dabei ist der Freistrahls mit seinen Eigenschaften. Im nächsten Kapitel werden die Grundlagen der numerischen Strömungssimulation beschrieben. Darin werden die verwendeten Gleichungen für die Simulation aufgezeigt sowie die Notwendigkeiten für das Erstellen der Geometrie. Im fünften Kapitel wird dargestellt, wie die Geometrie erstellt und für die Simulation vorbereitet wird. Im anschließenden Kapitel werden die Ergebnisse des Referenzmodells mit den zusätzlichen Geometrien verglichen. Dabei liegt die Beobachtung auf dem Freistrahls und dessen Eigenschaften. Zum Schluss wird die Bachelorarbeit zusammengefasst und ein Fazit gebildet.

2. Stand der Technik

In diesem Kapitel wird auf die aktuell verwendete Technik der Kalibrierung eingegangen. Dabei wird der Aufbau von Strömungssonden mit den dazugehörigen Eigenschaften erklärt. Ebenso wird die Vorgehensweise einer Kalibrierung sowie der dafür verwendete Strömungskanal des DLRs Göttingen näher erläutert. Für die höhere Genauigkeit einer Kalibrierung wurde dazu eine neue Sondenhalterung konstruiert, welche im Rahmen dieser Bachelorarbeit ebenfalls dargestellt und näher erläutert wird.

2.1. Sondenaufbau

Für das Untersuchen eines Strömungsfeldes werden Strömungssonden mit bestimmten Geometrien eingesetzt. Dabei können sich die Sonden durch viele verschiedene Formen unterscheiden. Während die Schaftsonden mit einem 90° Winkel am Kopf zum Schaft eher senkrecht zur Strömungsrichtung eingebaut werden, weist eine Lanzensonde, zu sehen in der folgenden Abbildung 1 a), mit einer linienaren Bauform eine Einbauweise parallel zur Strömungachse auf. Die Wahl der verwendeten Strömungssonden variiert oft nach den Platzverhältnissen in den verschiedenen Prüfständen. Die Bauform des Sondenkopfes kann je nach Sonde ebenfalls abweichen. Darunter fallen unter anderem kegelförmige, pyramidische sowie schlitzförmige Bauweisen. In dieser Bachelorarbeit wird ausschließlich auf eine Lanzensonde mit einem kegelförmigen Sondenkopf eingegangen, da mit dieser Bauart bei der numerischen Simulation die größtmögliche Auswirkung auf den Freistrahл erwartet wird.

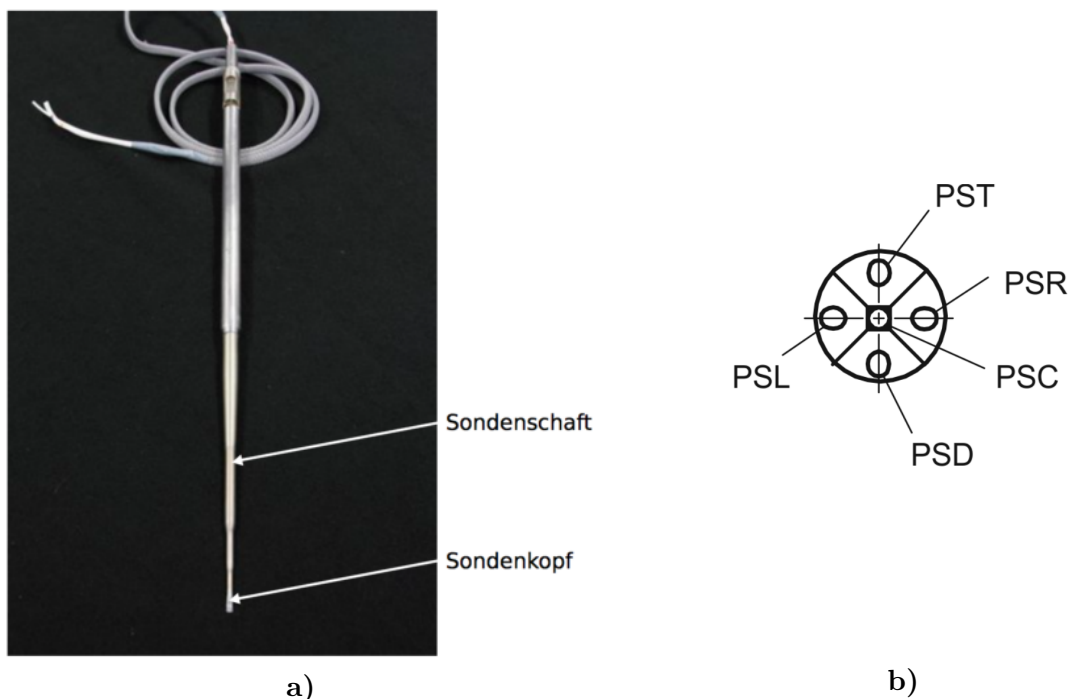


Abbildung 1: **a)** Aufbau einer Lanzensonde (Quelle: Stefan Decke, DLR) und **b)** Darstellung eines 5-Loch Sondenkopfes [1]

Die aktuell verwendete Lanzensonde am DLR Standort Göttingen besitzt eine Länge von 400 mm sowie 5 Druckbohrungen am Sondenkopf, dieses nennt sich dann 5-Loch Sonde. Jedoch können

Sonden auch mit nur 3 oder 4 Druckbohrungen ausgestattet sein. Die 5-Loch Sonde kann, gegenüber den anderen Sondenformen, Strömungswinkel in zwei verschiedenen Ebenen bestimmen. Des Weiteren können Strömungssonden ebenfalls mit Thermoelementen ausgestattet sein. Allerdings ist dies bei Lanzensonden nicht der Fall.

Zur Erklärung der Druckbohrungen ist in Abbildung 1 b) eine schematische Darstellung eines pyramidenförmigen Sondenkopfes der in der Abteilung Turbine des DLRs verwendet wird dargestellt. Die mittlere Bohrung *PSC* misst bei kleinem Anströmwinkel näherungsweise den Totaldruck. Mit der Differenz der Druckbohrungen links *PSL* und rechts *PSR* kann der Strömungswinkel α in gedrehter Lage bestimmt werden. Mit den Druckbohrungen oben *PST* und unten *PSD* kann der Strömungswinkel β in gekippter Lage der Sonde bestimmt werden.

2.2. Sondenkalibrierung

Im Allgemeinen beschreibt eine Kalibrierung die Abweichung des Messwerts eines Messgeräts zu einem hochgenauen Normal, welcher dadurch ermittelt und dokumentiert wird. Dabei unterliegt die Kalibrierung einer festgelegten Referenzbedingung sowie einem einheitlichen Messverfahren um die Ergebnisse des zu kalibrierenden Messgeräts mit der Normalen abgleichen zu können. Werden Abweichungen zu der Normalen bei der Kalibrierung festgestellt, so müssen die Messergebnisse bewertet und gegebenenfalls Justierungen vorgenommen werden. Jedoch wird bei einer Kalibrierung kein Eingriff in das Messmittel vorgenommen. Häufige Kalibrierung sichert somit die Produkt- und Dienstleistungsqualität der Ergebnisse. Für die Durchführung einer solchen Kalibrierung der verwendeten Sonden werden somit Zusammenhänge zwischen Drücken, Temperaturen und Strömungsgrößen gebildet. Dazu wird jede verwendete Sonde einzeln kalibriert, da es bei der Herstellung zu geringfügigen Abweichungen bei der Geometrie am Sondenkopf kommen kann.

2.3. Aufbau des Sondenkalibrierkanals

Bevor die Strömungssonden in Turbinenprüfständen eingesetzt werden, werden sie in dem Sondenkalibrierkanal Göttingen kalibriert. Dabei handelt es sich um einen geschlossenen Windkanal, Umlauf- oder auch Göttinger Kanal genannt. Bei dieser Bauart kann in dem Bereich der Messstrecke, siehe Abbildungen 2 und 3 a), das Druckniveau variiert werden. Durch die Umlenkung des Fluids im Umlauf und die Beschleunigung des Fluids entsteht aufgrund von Reibung Wärme, die durch eine Kühlung abgefangen werden muss. Angetrieben wird der SKG mittels Kompressoren. Die verschiedenen benötigten Betriebspunkte und somit das Druckniveau können durch eine Vakuumpumpe erreicht werden. Ausgelegt ist dieser Windkanal für eine Totaldruckvariation von 30 – 150 *kPa*, genauso wie für eine Machzahlvariation von 0,1 – 1,8. Die Totaltemperatur kann dabei nur schwach verändert werden. Die Definition von Totaldruck sowie die Machzahl werden im nächsten Kapitel 3 (Strömungsmechanische Grundlagen) näher erklärt.

Die Abbildung 2 zeigt die Messkammer des SKG von außen mit dem Einlass (links) und dem Auslass (rechts). In der Messkammer befinden sich Fenster, um einen Zugang für optische Messtechnik bereitzustellen. Der Ein- sowie der Auslass befinden sich am Ende der Messkammer und

können unabhängig voneinander geöffnet werden. Die Zugänglichkeit der Messkammer ist für das Montieren der Sonden sowie die dafür benötigte Positioniereinheit notwendig, siehe Abbildung 3 a). Im Inneren der Messkammer befindet sich direkt hinter dem Einlass die Düse, siehe Abbildung 3 b), bei geöffneter Messkammer.

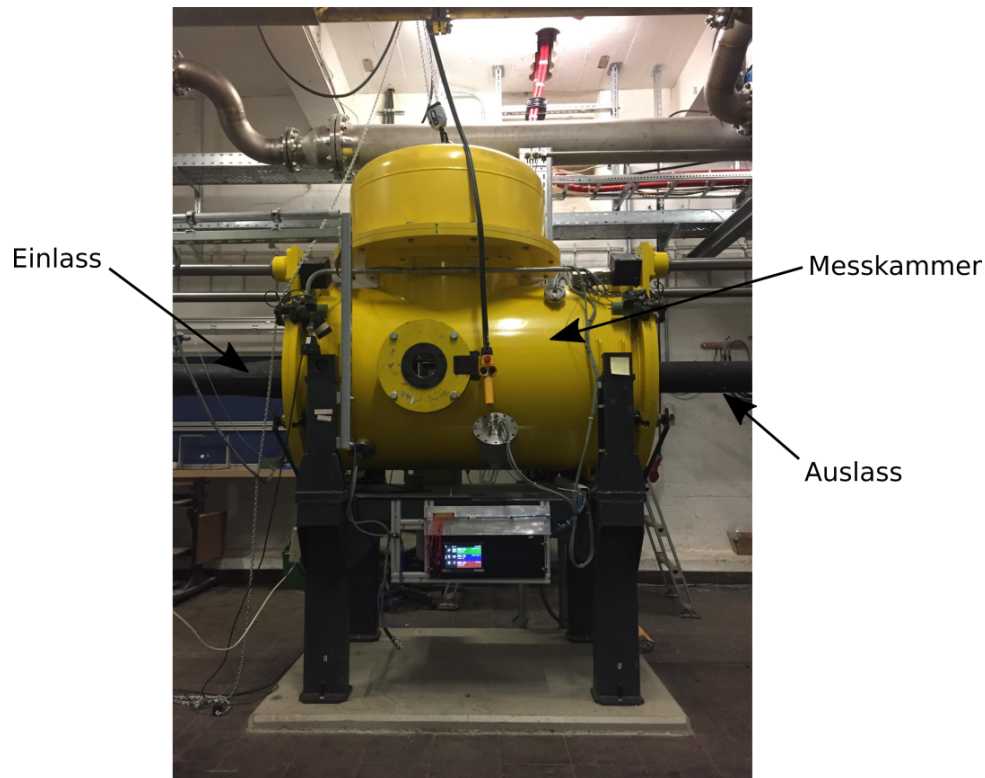


Abbildung 2: Sondenkalibrierkanal

Nachdem das Fluid aus der Düse austritt, entsteht in der Messkammer ein Freistrahл der bestmöglich durch den Kollektor wieder komplett aufgenommen wird.

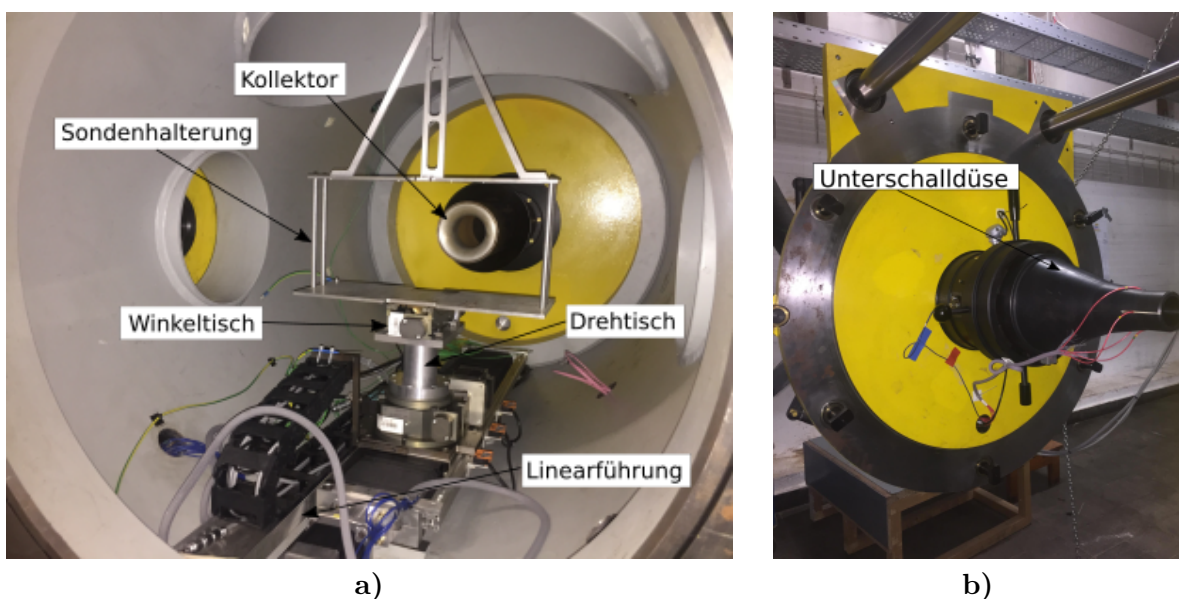


Abbildung 3: a) Bestehende Positioniereinheit im SEG, b) Düse des SEG

Für die Variation der Machzahl und somit für verschiedene Betriebspunkte, besitzt das DLR Göttingen mehrere Düsen. Diese werden in Unterschall-, Transschall- und Überschalldüsen unterteilt. In dieser Arbeit wird eine der Unterschalldüsen verwendet, welche in Abbildung 3 b) zu sehen ist. Diese besitzt einen Verwendungsbereich bis zu einer Machzahl von $Ma = 0,8$. Bevor das Fluid zur Düse gelangt, durchströmt es einen Gleichrichter sowie drei Siebe, die nacheinander angebracht sind. Diese dienen der Stabilisierung und Homogenisierung des Strömungsfeldes, um eine definierte Strömung zu erzeugen. Die Siebe hinter dem Gleichrichter stellen den Turbulenzgrad der Strömung ein. Des Weiteren ist in Abbildung 3 a) die aktuelle Positioniereinheit zu sehen, mit der Linearführung, dem Dreh- sowie Winkeltisch und der Sondenhalterung.

2.4. Sondenpositioniereinheit

Für den Ablauf der Kalibrierung bringt eine Positioniereinheit die Sonde in verschiedene Positionen. Dabei wird der Sondenkopf um den relativen Anströmwinkel rotiert. Unterschieden wird zwischen zwei Winkeln, dem Drehwinkel α und dem Kippwinkel β , zu sehen in Abbildung 4 b). Da bei der Verwendung der Strömungssonden in Prüfständen meistens der Einbauwinkel vorgegeben ist und die vorherige Positioniereinheit nicht alle Winkel zur Kalibrierung anfahren konnte, wurde ein neues Konzept der Positioniereinheit im Rahmen einer Arbeit beim DLR konstruktiv erstellt und in der folgenden Abbildung 4 a) dargestellt.

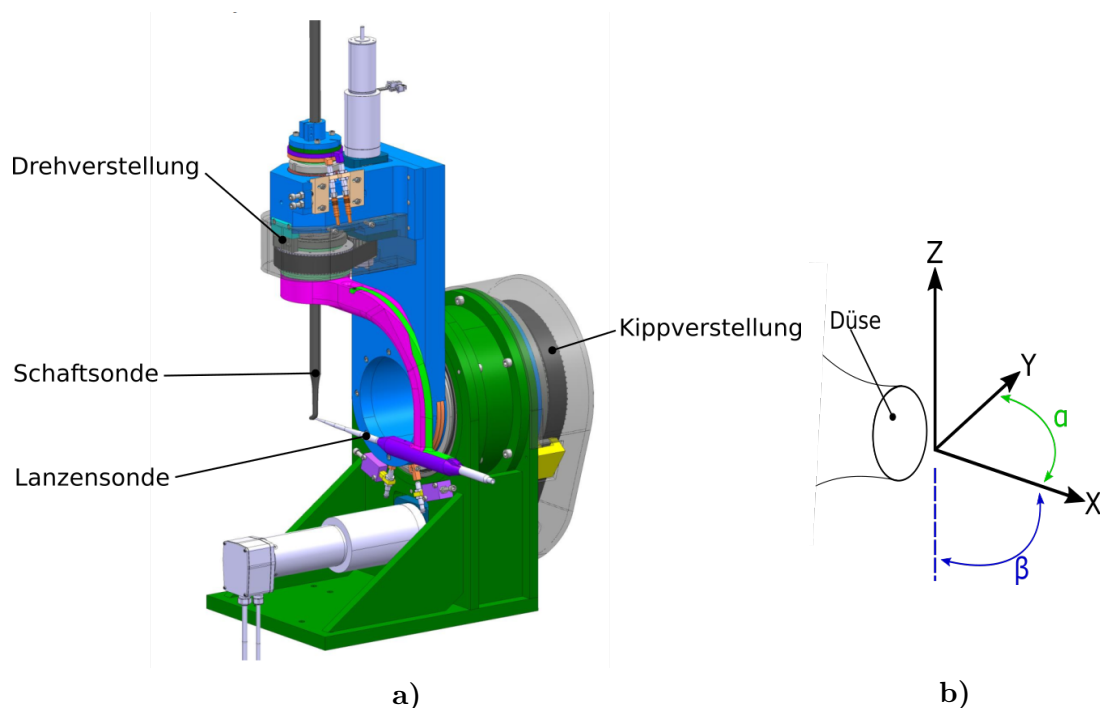


Abbildung 4: Darstellung a) in der Konstruktionsansicht der neuen Positioniereinheit [2] und b) der Winkelanordnung

Dabei weisen die beiden Positioniereinheiten jedoch eine unterschiedliche Rotationsreihenfolge auf. Während bei der aktuellen Einheit zuerst um den Winkel α gedreht und anschließend um den Winkel β gekippt wurde, wird dieses bei dem neuen Konzept umgedreht durchgeführt. Daraus folgt bei gleicher Winkelansteuerung eine unterschiedliche Endposition der neuen Positioniereinheit. Aus diesem Grund müssen die Winkel der aktuellen Einheit mit dem neuen

Konzept verrechnet werden, um dieselbe Endposition anfahren und somit die Messungen vergleichen zu können. Mit den folgenden Gleichungen können die angesteuerten Winkel der neuen Positioniereinheit bestimmt werden.

$$\alpha_{Steuer,PE2} = \arctan \left[\frac{\tan(\alpha)}{\cos(\beta_{Ziel})} \right] \quad (2.1a)$$

$$\beta_{Steuer,PE2} = \beta_{SEG} = \beta_{Ziel} = \arctan [\cos(\alpha) \tan(\beta)] \quad (2.1b)$$

Dabei steht der Index *Steuer,PE2* für den angesteuerten Winkel der neu konstruierten Positioniereinheit und die Winkel α sowie β stehen für den zuvor eingestellten Winkel der aktuellen Positioniereinheit. Der Winkel β_{Ziel} wird zuvor in Gleichung 2.1b bestimmt.

Des Weiteren besitzt diese Einheit ein integriertes Messsystem für die Winkel. In der Abbildung 4 a) sind jedoch zwei Sonden gleichzeitig eingefügt. Dies funktioniert jedoch nicht, weshalb ausschließlich eine Sonde genutzt werden kann. In dieser Arbeit wird daher die Lanzensonde als Bestandteil der Positioniereinheit verwendet.

3. Strömungsmechanische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen strömungsmechanischen Grundlagen näher erläutert. Zunächst wird auf Strömungsgrößen wie den Druck, Reynoldszahl sowie Machzahl eingegangen. Des Weiteren werden die Erhaltungsgleichungen erläutert, da diese für die numerische Simulation essentiell sind. Im Anschluss folgen die charakteristischen Größen, gefolgt von den Grundlagen der Grenzschicht sowie des Freistrahls.

3.1. Bernoulligleichung

Im Allgemeinen wird Druck als Kraft pro Fläche definiert. In der Fluidmechanik wird dieses als statischer Druck p_s bezeichnet, wobei das Medium meistens eine Flüssigkeit oder ein Gas ist. Der statische Druck beinhaltet keine weiteren Druckanteile die durch Bewegung des Mediums aufgrund von kinetischer Energie hervorgerufen werden.

$$p_t = p_s + \underbrace{\frac{\rho}{2}u^2}_{p_{dyn}} = const \quad (3.1)$$

Strömt jedoch ein Fluid mit der Geschwindigkeit u , liegt aufgrund der Bewegung ein dynamischer Druck p_{dyn} vor. Dieser Druck setzt sich aus der Dichte ρ und der Geschwindigkeit des Fluids zusammen. Bei Summierung der zwei Druckarten kann der Totaldruck p_t bestimmt werden, siehe Gleichung 3.1. Dabei herrscht eine Proportionalität zwischen dem statischen und dem dynamischen Druck. Somit reduziert sich der statische Druck bei steigender Geschwindigkeit. Bei abnehmender Geschwindigkeit des Fluids steigt der statische Druck und der dynamische Druck senkt sich. Die Gleichung 3.1 ist auch als Bernoulligleichung der Strömungsmechanik bekannt und besagt nach der Energieerhaltung, dass der Totaldruck in reibungsfreier Strömung konstant ist. Die Verwendung dieser Gleichung unterliegt der Annahme, dass das Fluid inkompressibel, adiabat und reversibel ist. [3] Adiabat bedeutet dabei, dass keine Wärme über die Grenzen eines Systems übertragen werden kann und reversibel, dass der Prozess umkehrbar ist [4].

3.2. Erhaltungsgleichungen

In der Strömungsmechanik drücken Erhaltungsgleichungen aus, dass die jeweiligen Erhaltungsgrößen weder erzeugt noch vernichtet werden können. Demnach bleiben die Größen in einem geschlossenen System konstant. Geschlossenes System bedeutet hierbei, dass keine Wechselwirkung mit der Umwelt stattfindet. Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Gleichungen der Erhaltung der Masse, Impuls sowie die Energieerhaltung vorgestellt.

Der Massenerhaltungssatz oder auch Kontinuitätsgleichung genannt, besagt, dass die Masse m des Mediums über die Zeit t konstant ist.

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (3.2)$$

Geschrieben werden kann die Kontinuitätsgleichung wie in Gleichung 3.3.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3)$$

Hierbei sind die Geschwindigkeiten u_i und die Richtungen x_i , mit $x_i = x, y, z$ und $u_i = u_x, u_y, u_z$ dargestellt.

Die Impulserhaltungsgleichung beruht auf dem 2. Newtonschen Gesetz und beschreibt die Bewegung von Fluiden. Die Impulserhaltungsgleichung lässt sich mit der Gleichung 3.4 ausdrücken.

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p_s}{\partial x_i} \quad (3.4)$$

Die Summe auf der linken Seite beschreibt den Impuls, bestehend aus der Masse und der Geschwindigkeit des Fluids. Die rechte Seite beschreibt die von außen wirkenden Kräfte. Dabei handelt es sich um die Oberflächenkräfte durch Schubspannungen τ_{ij} und den statischen Druck p_s (siehe Kapitel 3.1).

Die Energieerhaltungsgleichung 3.5, ebenfalls bekannt als erster Hauptsatz der Thermodynamik, besagt, dass die Energie in einem System konstant bleibt. [5]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u_i^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho \left(h + \frac{u_i^2}{2} \right) u_j \right] = \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (3.5)$$

Dabei steht e für die spezifische innere Energie, h für die spezifische Enthalpie und q für die spezifische Wärme. Die linke Seite der Gleichung beschreibt die Änderung der inneren Energie sowie der Enthalpie. Die rechte Seite beinhaltet Wärmeflüsse und die am System verrichtete Arbeit über Oberflächenkräfte mittels Schubspannungen.

3.3. Charakteristische Größen

In dem folgenden Kapitel werden relevante Größen, die für diese Arbeit notwendig sind, erklärt. Dabei handelt es sich um die charakteristischen Größen, die in diesem Falle ebenfalls dimensionslos sind.

3.3.1. Reynoldszahl

Die Strömung eines Fluids kann in zwei Strömungsarten kategorisiert werden, der laminaren und turbulenten Strömung. Der Unterschied dieser Strömungsarten befindet sich in der Betrachtung der Strömungsteilchen des Fluids. Strömen die Teilchen parallel nebeneinander zur Strömungsachse, so wird von laminarer Strömung gesprochen. Demnach strömen die Teilchen nicht unkoordiniert, was einen ruhigen Verlauf ohne Verwirbelungen aufweist. Bei der turbulenten Strömung hingegen bewegen sich die Teilchen unkontrolliert. Dieses löst eine wirbelartige Strömungsstruktur aus. Für die Bestimmung der vorliegenden Strömungsart kann eine dimensionslose Kennzahl herangezogen werden, die das Verhältnis zwischen der Trägheitskraft und der Reibungskraft beschreibt.

Dabei handelt es sich um die Reynoldszahl die wie folgt in Gleichung 3.6 definiert ist. [6]

$$Re = \frac{uD\rho}{\mu} = \frac{uD}{\nu} \quad (3.6)$$

Hierbei ist die charakteristische Länge D und die kinematische Viskosität ν . Die Einteilung der Strömungsarten kann nach Peter von Böckh [6] für Rohrströmung mit empirischen Werten wie folgenden Gleichung 3.7 dargestellt werden. Diese Werte entstanden aus Versuchen, in denen der Übergang von laminarer zur turbulenten Strömung nicht bei einem diskreten Wert vollzogen wurde, sondern sich über einen Bereich erstreckte.

$$Re \begin{cases} < 2300 & \text{laminar} \\ \geq 2300 & \text{turbulent} \end{cases} \quad (3.7)$$

3.3.2. Machzahl

Eine weitere charakteristische und auch dimensionslose Größe in der Strömungsmechanik ist die Machzahl Ma . Sie definiert das Geschwindigkeitsverhältnis zwischen dem Betrag der aktuellen Strömungsgeschwindigkeit und der Schallgeschwindigkeit c des Fluides.

$$Ma = \frac{|u|}{c} \quad (3.8)$$

Die Schallgeschwindigkeit c für ideale Gase kann mit folgender Gleichung 3.9 bestimmt werden.

$$c = \sqrt{\kappa RT} \quad (3.9)$$

Der Isentropenexponent κ ist eine temperaturabhängige Materialeigenschaft für reale Gase, R ist die allgemeine Gaskonstante und T die Temperatur des Fluids. Demnach ist die Schallgeschwindigkeit bei idealen Gasen nur von der Temperatur abhängig [7]. Mit Hilfe dieser Kennzahl kann eingeschätzt werden, ob das strömende Fluid kompressibel oder inkompressibel ist. Ein Fluid gilt als inkompressibel bei einer Machzahl von $Ma < 0,3$.

Die Kennzahl definiert des Weiteren die Unterschall-, Schall- und die Überschallströmung. Diese Bereiche sind wie folgt definiert.

$$Ma \begin{cases} < 1 & \text{Unterschallströmung} \\ = 1 & \text{Schallströmung} \\ > 1 & \text{Überschallströmung} \end{cases} \quad (3.10)$$

Die Machzahl kann unter anderem mit dem Verhältnis zwischen dem Totaldruck und dem statischen Druck bestimmt werden, siehe Gleichung 3.11.

$$Ma(p_t, p_s) = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_t}{p_s} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (3.11)$$

Die Gleichung gilt unter der Annahme, dass eine Isentropenbeziehung $p \sim \rho^\kappa$ vorliegt. Dazu wird angenommen, dass keine Reibungsverluste sowie Wärme weder zu- noch abgeführt wird. [3]

3.4. Grenzschicht

Jedes strömende Fluid besitzt eine dynamische Zähigkeit, welche für eine Haftung in unmittelbarer Wandnähe sorgt. Dabei sorgt die Zähigkeit des Fluids für das Senken der Geschwindigkeit in Wandnähe. Durch die Haftbedingung mit $u(y=0) = 0$ liegt unmittelbar an der Wand keine Geschwindigkeit vor, die Reibungskräfte gehen dabei gegen unendlich. [3]

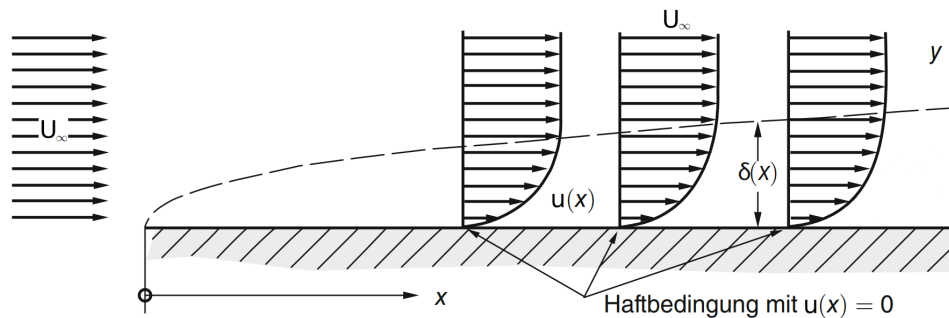


Abbildung 5: Darstellung des Grenzschichtprofils über einer ebenen Platte nach [3]

In Abbildung 5 strömt das Fluid mit der Geschwindigkeit U_∞ aus der freien Anströmung in Richtung der ebenen Platte, wo sich dann eine Grenzschicht mit der Dicke $\delta(x)$, symbolisiert durch die gestrichelte Linie, aufbaut. Mit steigender Entfernung zur Wand y sinken die Reibungskräfte im Fluid bis schließlich die Grenzschichtdicke $\delta(x)$ erreicht ist. Ab diesem Bereich sind die Reibungskräfte ausreichend klein, sodass außerhalb der Grenzschicht die Strömung als reibungsfrei angenommen werden kann. [3] Nach Schlichting [8] kann die Grenzschichtdicke für eine laminare Plattenströmung mit folgender Gleichung 3.12 angenähert werden.

$$\delta(x) \sim \sqrt{\frac{\mu x}{\rho U_\infty}} = \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad (3.12)$$

Hierbei ist die Plattenlänge mit x angegeben. Die Grenzschichtdicke ist dann mit 99% der Geschwindigkeit U_∞ erreicht, somit kann die Gleichung 3.12 wie nachstehend definiert werden [8].

$$\delta_{99} \approx 5,0 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad (3.13)$$

Die Grenzschichten lassen sich ebenfalls in laminare und turbulente Grenzschichten einteilen. Dabei ist die Form des Geschwindigkeitsprofils an einer Wand unterschiedlich, zu sehen in Abbildung 6. Bei der laminaren Grenzschichtströmung baut sich eine verhältnismäßig kleine Grenzschichtdicke $\delta(x)$ auf, während diese bei der turbulenten Grenzschichtströmung im Vergleich größer ausgeprägt ist. Jedoch bildet sich bei der turbulenten Grenzschicht eine viskose Unterschicht, in der sich die Strömung laminar verhält. Zwischen dem laminaren und turbulenten Bereich entsteht ein Übergangsbereich, in diesem Bereich entstehen kleine Turbulenzen in der Strömung. Für die Verdeutlichung der vorliegenden Strömungsart ist in Blau eine Bahnlinie dargestellt, die bei der laminaren Strömung parallel zur Wand verläuft und bei der turbulenten

Strömung in die willkürliche Anordnung über geht. Dieser Übergang von laminarer zu turbulenter Grenzschicht ist ein kontinuierlicher Verlauf, zu sehen in Abbildung 6 anhand der Bahnlinie, die in dem Übergangsbereich anfängt zu schwingen. Erkennbar sind die Grenzschichtarten durch das Grenzschichtprofil, siehe Abbildung 6. Während in dem Bereich der laminaren Strömung die Reibungskräfte ausreichend groß sind, um die Strömung dort zu dämpfen, kann die Strömung im turbulenten Bereich nur noch statistisch erfasst werden.

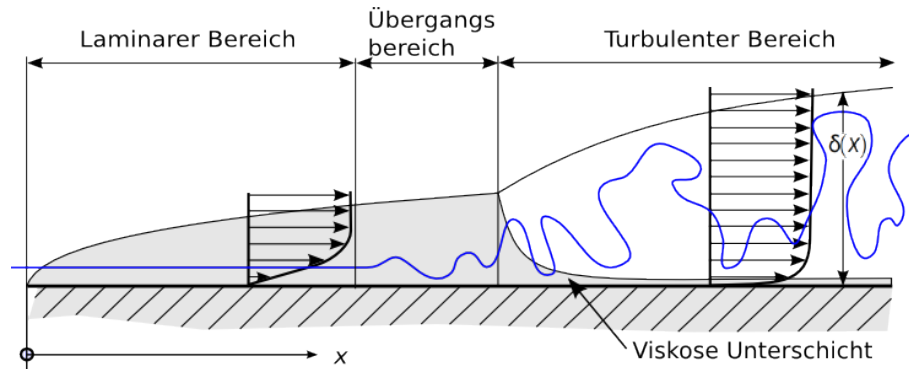


Abbildung 6: Darstellung einer laminaren und turbulenten Grenzschicht nach [3]

Das Geschwindigkeitsprofil in dem laminaren Bereich hat ein blasiusches Profil, während das Geschwindigkeitsprofil in dem turbulenten Bereich ein eher parabolisches Profil besitzt. Bei turbulenter Grenzschicht sind die Geschwindigkeitsgradienten an der Wand kleiner als die der laminaren Strömung, welche mit $u(y)$ ansteigen. Des Weiteren sind die Wandschubspannungen dementsprechend an der Wand höher. [8]

Für die Abbildung der Grenzschicht bei numerischen Simulationen wird das logarithmische Wandgesetz herangezogen. Dieses besteht näherungsweise aus zwei Funktionen, die ebenfalls in einen laminaren und turbulenten Bereich eingeteilt werden können. Die folgende Abbildung 6 zeigt das Wandgesetz.

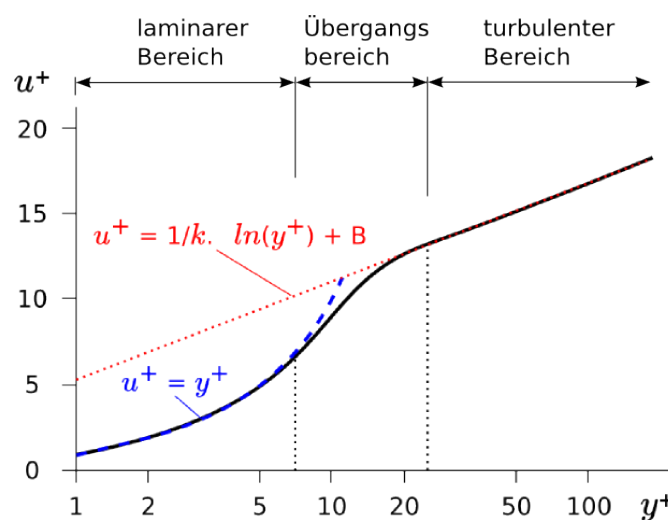


Abbildung 7: Darstellung der Wandfunktion nach [9]

Auf der Ordinate befindet sich die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ und auf der Abszisse der

dimensionslose Wandabstand y^+ logarithmisch aufgetragen. Der dimensionslose Wandabstand kann mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ , dem Wandabstand y_w sowie der Viskosität ν wie folgt berechnet werden. [10]

$$y^+ = \frac{y_w u_\tau}{\nu} \quad (3.14)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{|\tau_w|}{\rho}} \quad (3.15)$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit wird aus dem Quotient des Betrags von Wandschubspannung und der Dichte gebildet. Die dimensionslose Geschwindigkeit kann dabei wie folgt bestimmt werden. [10]

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (3.16)$$

Dabei steht u für die aktuelle Geschwindigkeit in diesem Bereich. Die Darstellung des laminaren Bereich wird mit der linearen Funktion wiedergegeben, die in Abbildung 7 die blau gestrichelte Linie symbolisiert. Diese kann mit folgender Gleichung 3.17 beschrieben werden.

$$u^+ = y^+ \quad (3.17)$$

Anschließend geht die lineare Funktion in eine logarithmische über und somit in den turbulenten Bereich, dargestellt in der Abbildung 7 durch die rote Linie.

$$u^+ = \frac{1}{K} \ln(y^+) + B \quad (3.18)$$

Der Bereich zwischen den Funktionen ist der Übergangsbereich, in dem die viskose Unterschicht abgebildet wird. Bei Verwendung der Wandfunktion (engl.: Wallfunction) in der numerischen Simulation wird ausschließlich der turbulente Bereich genutzt. Dabei ist die logarithmische Gleichung unter anderem von der Karman-Konstante K abhängig, die hierbei $K = 0,41$ beträgt. Dazu beinhaltet die Gleichung die Wandrauhigkeit B , die im Allgemeinen mit $B \approx 5,0$ angenommen werden kann. [8]

3.5. Freistrahlen

Der Austritt eines Fluids mit der Geschwindigkeit u_0 durch eine Öffnung (z. B. eine Düse) in die freie Umgebung wird Freistrahle genannt. Dabei liegt in der freien Umgebung keine Geschwindigkeit vor. Freistrahlen besitzen laut Wilcox [5] und Gauntner [11], auf Grund der fehlenden Wandbegrenzung, eine freie Scherschicht. Begründet wird das durch die fehlende Wandhaftreibung der Oberflächenbegrenzung, wonach sich das Fluid in mehrere Richtungen ausbreitet.

3.5.1. Eigenschaften und Größen

Ein Freistrahл kann ebenfalls laminare oder turbulente Strömung besitzen. Jedoch ergaben nach Langfeldt [12] Versuche bei Freistrahlen mit runder Austrittsöffnung erste Turbulenzen bei $Re = 30$ und vollständige Turbulenz bei $Re = 750$. Im Vergleich zu den empirischen Werten der Rohrströmung in Unterkapitel 3.3.1 ist der Umschlagpunkt bei dem Freistrahл, genauso wie die vollständige Turbulenz, wesentlich schneller erreicht als bei Rohrströmung. Die Berechnung der Reynoldszahl wurde zuvor in Gleichung 3.6 beschrieben und kann bei dem Freistrahл genauso angewendet werden.

Da bei technischen Anwendungen turbulente Freistrahlen am häufigsten auftreten, wird in dieser Arbeit ausschließlich auf turbulente Freistrahlen eingegangen. Durch diese turbulente Strömung in dem Freistrahл entsteht eine Wirbelstruktur, die sich ausbreitet. Die nachstehende Abbildung 8 verdeutlicht die schematische Wirbelstruktur des Freistrahls.

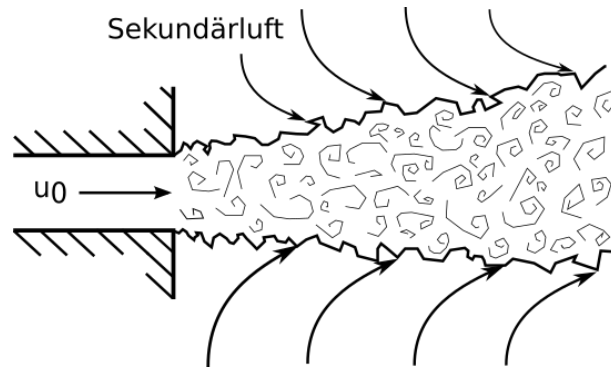


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Wirbelstruktur des Freistrahls

Bei der Abbildung 8 steht u_0 für die Geschwindigkeit des austretendes Fluids und die Pfeile schematisch für das Mitreißen der Sekundärluft. Dabei wird das Umgebungsfluid zum Freistrahл hingerrichtet, eingesaugt und beschleunigt. Die fehlende Wandbegrenzung und somit die fehlende Grenzschicht, sorgt für eine unstrukturierte Abgrenzung zwischen dem ruhenden und dem strömenden Fluid. Hervorgerufen durch die Scherschicht, in der hohe Turbulenzen herrschen. [12] Das Mitreißen sorgt außerdem dafür, dass der Massenstrom \dot{m} des Freistrahls mit der Entfernung von der Düse im Durchmesser zunimmt. Ausschlaggebend ist für diesen Vorgang das Angleichen der zwei Geschwindigkeitsfelder durch die Vermischung von Geschwindigkeit, Temperatur, Dichte und Massenanteil des Fluids. Dazu entsteht bedingt ein ständiger Austausch von Impuls, Wärme und Masse mit der Umgebung.

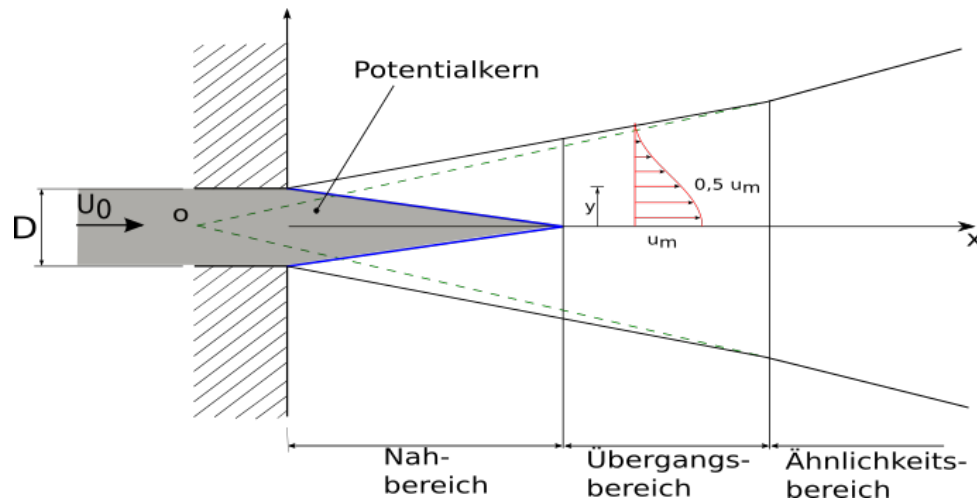


Abbildung 9: Schematische Darstellung eines Freistrahls nach [13]

Die Abbildung 9 zeigt einen Freistrahls, dessen Fluid sich in x -Richtung aus der Düse mit dem Durchmesser D ausbreitet. Die Düsenöffnung ist in diesem Fall kreisförmig. Die Zunahme des Freistrahlsradius wird mit den schwarzen durchgezogenen Linien symbolisiert. Der imaginäre Ursprung o stellt den Anfangspunkt der Ausbreitung dar. In Rot ist das Geschwindigkeitsprofil des Freistrahls zu sehen, welches mit $u_m(x)$ in dem Zentrum des Freistrahls die höchste Geschwindigkeit ausweist. Mit der Entfernung y von der Strahlachse nimmt die Geschwindigkeit ab. Dazu lässt sich ein Freistrahls nach Gerold [14] in drei grundlegende Zonen unterteilen:

- Nahbereich
- Übergangsbereich
- Ähnlichkeitsbereich

Direkt hinter der Düsenöffnung befindet sich der Nahbereich. Nach Austritt des Fluids aus der Düse reißt die Grenzschicht ab und es bilden sich zwei Bereiche. Der erste Bereich ist der Potentialkern, gräulich hervorgehoben. In diesem Bereich befindet sich ausschließlich das Austrittsfluid. In dem zweiten Bereich entsteht eine Scherschicht am Strahlrand zwischen der Sekundärluft und dem Austrittsfluid. In dieser Zone bilden sich zwei Strahlrandzonen aus, kenntlich durch die schwarzen Linien. Diese beginnen an den Kanten der Düsenöffnung. Die Geschwindigkeit sinkt außen in diesem Bereich von dem Wert u_0 auf null. Das Vermischen der zwei Geschwindigkeitsfelder sorgt ebenso für ein Abfallen der Geschwindigkeit entlang der x -Achse. Die Länge dieser Zone beträgt nach Schlichting [8] etwa das fünffache der Düsenöffnung D . Nach dem Nahbereich sinkt die Geschwindigkeit weiterhin im Übergangsbereich, der für den Bereich $x = 5D$ beginnt. Dieser Bereich besteht ausschließlich aus vermischtem Fluid. Die nach Fellouah [15] letzte Region ist der Ähnlichkeitsbereich. Dieser Bereich ist mit dem Ursprung der Ausbreitung des Freistrahls verbunden (kenntlich durch die grün gestrichelten Linien). In diesem Bereich sinkt die Geschwindigkeit des Strahls gegen null und passt sich somit der Umgebung an. [8]

3.5.2. Strahlausbreitung hinter einer rotationssymmetrischen Düse

Die Ausbreitung der Strahlrandzone genauso wie der Potentialkern können unter der Voraussetzung einer rotationssymmetrischen Austrittsöffnung rechnerisch bestimmt werden. In Abbildung 10 ist ein Teilausschnitt der zuvor gezeigten schematischen Darstellung eines Freistrahls zu sehen.

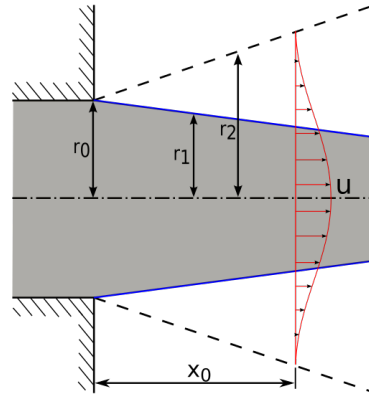


Abbildung 10: Schematische Darstellung der Ausbreitung eines Freistrahls

Kenntlich sind die Radien der Bereiche für die Ausbreitung des Fluids. Dabei steht r_0 für den Radius der Düsenöffnung, r_1 für den Radius des Potentialkerns und r_2 für den Radius der Strahlrandzone. Das Längenmaß x_0 steht für die Entfernung von der Düsenöffnung zum Geschwindigkeitsprofil. Dabei lässt sich das Verhältnis der Radien für den Bereich des Potentialkerns mit folgender Gleichung 3.19 beschreiben [13].

$$\frac{r_1}{r_0} = 1 - 0,112 \frac{x_0}{r_0} = 1 - 0,255L \quad (3.19)$$

Das Radienverhältnis der Strahlrandzone zur Austrittsöffnung der Düse ist in folgender Beziehung beschrieben [13].

$$\frac{r_2}{r_0} = 1 + 0,158 \frac{x_0}{r_0} = 1 + 0,315L \quad (3.20)$$

Dabei kann der Abstand x_0 von Beginn des Freistrahls zum Geschwindigkeitsprofil mit dem Durchmesser D ins Verhältnis gebracht werden. So ergibt sich der Zusammenhang $L = \frac{x_0}{d}$ [13].

3.5.3. Druckverteilung

Der statische Druck verhält sich im Freistrahls nicht wie erwartet konstant. Es existiert eine geringe Abweichung des statischen Druckes im Freistrahls gegenüber der Umgebung. Verantwortlich dafür ist die Sekundärluft (zu sehen in Abbildung 8), die von dem Freistrahls aus der Umgebung mitgerissen wird. Durch dieses radiale Zufießen der Luft entsteht ein radialer Druckgradient. Dieser sorgt für eine Erhöhung des dynamischen Drucks im Strahl um ca. 1% im Vergleich zur Umgebung. Mit dieser Druckänderung ändert sich auch die Geschwindigkeit um 0,5%. Demnach wird das Fluid im Potentialkern mit der Entfernung x_0/D geringfügig beschleunigt. [16]

4. Grundlagen der numerischen Strömungssimulation

In diesem Kapitel wird auf die Grundlagen der numerischen Simulation (engl.: Computational Fluid Dynamics (CFD)) eingegangen. Diese dient zur Berechnung von Strömungsgrößen in einem Strömungsgebiet, welche unter Verwendung von unterschiedlichen numerischen Methoden geschieht. Der Einsatz von numerischer Simulation erspart deutliche Kosten und Zeit im Vergleich zu experimentellen Untersuchungen. Des Weiteren können damit Strömungsgebiete untersucht werden, in denen Messgeräte nicht eingesetzt werden können. Bei der Simulation wird dazu kein Messgerät umströmt, was ebenfalls die Strömung stören kann. Aus diesen Gründen findet die numerische Simulation oft Anwendung in der Praxis.

Die numerische Simulation verwendet die Navier-Stokes-Gleichungen, die dabei gelöst werden. Für die Bestimmung der Strömungsgrößen kann die direkte numerische Simulation (DNS) verwendet werden. Hierfür wird jedoch ein hoher Rechen- und Zeitaufwand benötigt, da jeder Wirbel einzeln gelöst werden muss.

4.1. Navier-Stokes-Gleichungen

Die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben die Bewegung eines Fluids und können sowohl bei laminarer als auch bei turbulenter Strömung verwendet werden. Die Gleichung besteht aus den Massen-, Impuls- und Energieerhaltungssätzen und bildet somit die Grundgleichung der Strömungsmechanik. Bei der Verwendung der Navier-Stokes-Gleichung wird in der Literatur oftmals ein kompressibles Fluid angenommen, wobei die Gleichung wie folgt definiert ist: [5]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad \text{mit} \quad i, j \in \{1, 2, 3\}. \quad (4.2)$$

Dabei ist T_{ij} der Spannungstensor, der wie nachstehend definiert ist:

$$T_{ij} = \mu_l \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda_l \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad \text{mit} \quad \lambda_l = -\frac{2}{3}\mu_l, \quad (4.3)$$

wobei λ_l die laminare Volumenviskosität und μ die dynamische Viskosität beschreiben. Die Energieerhaltung kann dabei wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}. \quad (4.4)$$

4.1.1. Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Bei Strömungen mit hoher Reynoldszahl weisen die Strömungsgebiete komplexe Strukturen mit turbulenter Strömung auf. Um dennoch die turbulente Strömung im Strömungsgebiet erfassen zu können, wird ein statistisches Modell verwendet, welches die instationäre Strömung zeitlich mittelt und als stationär behandelt. Demnach werden nicht alle Strukturen der Turbulenz betrachtet, sondern nur die Auswirkungen auf die mittleren Strömungsgrößen. Folgende Gleichung 4.5 beschreibt eine beliebige Variable ϕ , die in einer stationären Strömung die Summe aus einem zeitlich gemittelten Wert $\bar{\phi}$ und einer Schwankung ϕ' bildet. Die Schwankung ist dabei zeitlich abhängig und die gemittelte Größe $\bar{\phi}$ nicht.

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (4.5)$$

Wird die Reynolds-Mittelung auf die Navier-Stokes-Gleichung angewendet, so entstehen die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (engl.: Reynolds-Average-Navier-Stokes Equation (RANS)). Durch Verwendung der RANS-Gleichungen wird viel Rechenaufwand bei der numerischen Simulation gegenüber der direkten numerischen Simulation (DNS) eingespart. Der Grund ist, dass die Strömung nicht Zeitlich aufgelöst wird und geringere Anforderungen an die räumliche Auflösung vorliegen. Deshalb wird in technischen Anwendungen häufig die RANS Gleichung verwendet.

4.1.2. Favre-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Eine Alternative zur Reynolds-Mittelung ist die Favre-Mittelung die wie in Gleichung 4.6 beschrieben werden kann. Der Ansatz zur Lösung des Gleichungssystems ist die örtliche, dichte gewichtete Mittelung von Strömungsgrößen.

$$\phi(x_i, t) = \tilde{\phi}(x_i) + \phi''(x_i, t) \quad (4.6)$$

Ähnlich wie bei der Reynolds-Mittelung wird auch bei der Favre-Mittelung die Variable in einen Hauptterm $\tilde{\phi}$ und einen Fluktuationsterm ϕ'' unterteilt. Der Fluktuationsterm beschreibt hierbei wieder die Schwankungsgrößen. Dabei gilt folgende Vorschrift, wobei $\bar{\rho}$ die reynoldsgemittelte Dichte ist:

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}}. \quad (4.7)$$

Durch diesen Ansatz vereinfachen sich die Kontinuitätsgleichung, die Impulsgleichung sowie die Energiegleichung (vergleiche Kapitel 3.2) wie nachstehend beschrieben:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial (\bar{\tau}_{ji} - \overline{\rho u_j'' u_i''})}{\partial x_j} - \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad \text{mit} \quad P = \bar{\rho} R \tilde{T}, \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{\rho} \left(\tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_j \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \tilde{u}_j \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{2} \right] \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-q_{Lj} - \overline{\rho u_j'' h''} + \bar{t}_{ji} u_i'' - \overline{\rho u_j'' \frac{1}{2} u_i'' u_i''} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{u}_i \left(\bar{t}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Diese Gleichungen werden auch als URANS-Gleichungen (Unsteady-RANS-Gleichungen) bezeichnet. [5]

4.2. Turbulenzmodellierung

Neben den zuvor genannten statistischen Turbulenzmodellen, den Reynolds- sowie den Favre-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen, kann eine turbulente Strömung ebenfalls unter Verwendung von linearen Wirbelviskositätsmodellen beschrieben werden. Häufig findet eine Kombination aus den gemittelten Navier-Stokes-Modellen und den Wirbelviskositätsmodellen die Anwendung. Bei den Wirbelviskositätsmodellen wird von der Erhöhung von Massen-, Energie- und Impulstransport sowie Energiedissipationen Gebrauch gemacht. Bei laminarer Strömung spiegeln diese ein viskoses Verhalten wider. Demnach kann die Turbulenz einer Strömung mit erhöhter Viskosität beschrieben werden. [17] Für diesen Fall werden die Wirbelviskositätsmodelle mittels der Boussinesq-Näherung gelöst. Dabei ist der spezifische Reynolds-Spannungstensor $\tau_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$ mit folgender Gleichung gegeben:

$$\tau_{ij} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}. \quad (4.11)$$

In dieser Gleichung bilden die Wirbelviskosität ν_T , der turbulenten kinetischen Energie k und der Scherspannungstensor S_{ij} einen Zusammenhang mit der Reynoldsspannung. Die turbulente kinetische Energie und der Scherspannungstensor können dabei wie folgt ausgedrückt werden:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'}, \quad (4.12)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.13)$$

Auf Grundlage dieses Zusammenhangs sind unterschiedliche Modelle für die Lösung des Schließungsproblems entstanden, wobei eines von mehreren Modellen das 2-Gleichungsmodell ist. Darunter fällt das k - ϵ -Modell, welches die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k sowie die Dissipationsrate pro Einheitsmasse ϵ löst. Die folgende Gleichung beschreibt den Zusammenhang der Transportgrößen mit der Wirbelviskosität, wobei C_μ eine Modellkonstante

ist. [17]

$$v_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.14)$$

Mit dieser Methode wird die freie Strömung gut numerisch wiedergegeben, der wandnahe Bereich kann jedoch aufgrund hoher Druckgradienten nicht vollständig aufgelöst werden. [18]

Ein weiteres weit verbreitetes Modell ist das k - ω -Modell. Bei diesem Modell werden die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die spezifische turbulente Dissipationsrate ω gelöst. Dabei besteht folgender Zusammenhang zwischen den Größen: [17]

$$v_T = \frac{k}{\omega}. \quad (4.15)$$

Dieses Modell liefert gute Ergebnisse mit hohen Druckgradienten und ist demnach optimal für wandnahe Strömungen [18]. Für die freie Strömung ist dieses Modell jedoch eher ungeeignet.

Das Shear-Stress-Transport Modell oder auch SST - k - ω -Modell nach Menter [18] verbindet die guten Eigenschaften der zuvor genannten Wirbelviskositätsmodelle. Somit wird das k - ϵ -Modell bei der freien Strömung und das k - ω -Modell bei der wandnahen Strömung verwendet. Der Übergang zwischen den Modellen erfolgt dabei kontinuierlich und wird durch die Gewichtung der Modelle bestimmt.

4.3. Räumliche Diskretisierung

Für die numerische Simulation wird das Strömungsgebiet, mittels der Generierung des Rechengitters, in eine endliche Anzahl von Kontrollvolumina unterteilt. Dabei werden die Erhaltungsgleichungen (siehe Kapitel 3.2) mit der Finite-Volumen-Methode (FVM) auf die Zellen angewendet und im Zellenzentrum gelöst. Bei der Berechnung der Strömungsgrößen werden die Transportgleichungen über alle Zellen integriert. Dafür müssen die Strömungsgrößen entlang der Zelloberfläche bekannt sein. Ist dies gegeben, können die zusammenhängenden Flüsse mittels Annäherungen berechnet werden. Dabei wird zwischen zwei Lösungsansätzen unterschieden. Der Aufwind-Interpolation (engl.: Upwind Differencing Scheme (UDS)) und der linearen Interpolation (engl.: Central Differencing Scheme (CDS)). Verdeutlicht werden diese Verfahren in Abbildung 11, mit der Geschwindigkeit u über der Anzahl der Iterationen x [10].

Bei dem UDS-Verfahren werden die allgemeinen Größen durch die Werte der stromaufwärts gelegenen Zellen ersetzt. Dieses Verfahren ist bei der Simulation sehr stabil, jedoch weist es eine Genauigkeit von erster Ordnung auf. Bei dem zweiten Verfahren, dem CDS -Verfahren werden die Größen in dem Zellenzentrum zwischen benachbarten Zellen interpoliert. Dieses Verfahren kann eine Instabilität vorweisen, denn dabei können Schwankungen der Lösung auftreten. Jedoch weist das Verfahren eine Genauigkeit von zweiter Ordnung auf.

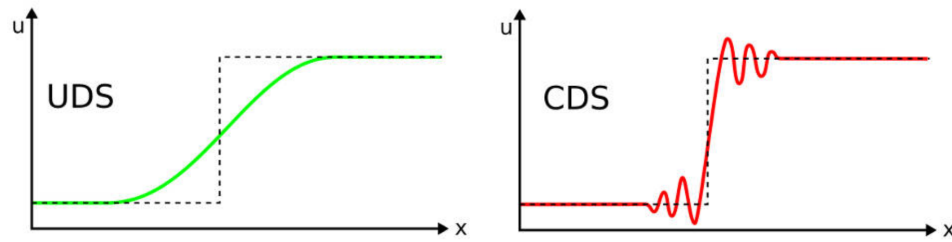


Abbildung 11: Verhalten der Interpolationsschemata bei großen Gradienten [10]

4.4. Numerisches Gitter

Für die Abbildung der Strömung der verwendeten Geometrie wird dieses in eine gewisse Anzahl von diskrete Zellen unterteilt. Die Zellen sind notwendig, da bei der Berechnung über diese das Strömungsfeld beschrieben wird. Somit lässt sich der Strömungsverlauf in der Geometrie darstellen. Dabei wird zwischen zwei grundlegenden Gitterarten unterschieden, dem strukturierten und dem unstrukturierten Gitter. Während das strukturierte Gitter eine isotrope Gitterstruktur aufweist, ist diese bei dem unstrukturierten Gitter anisotrop. Demnach besitzt das strukturierte Gitter ein festes Muster der Zellen, die in der Geometrie positioniert sind. Diese Art des Gitters lässt sich gut in Regionen einsetzen, in denen der Geschwindigkeitsverlauf vorzeitig bekannt ist, wie zum Beispiel bei der Grenzschicht. Bei dem unstrukturierten Gitter hingegen liegt eher eine willkürliche Anordnung der Zellen vor. Dies hat bei komplexer Geometrie einen erheblichen Vorteil, da sich die Zellen besser auf die Geometrie anpassen können.

Für die Erstellung des Gitters wird wiederum zwischen drei Elementen unterschieden. Darunter fallen die Oberflächen- (engl.: Surface), Prismen- beziehungsweise Hexaeder und Tetraeder-Form. Die Oberflächenvernetzung wird häufig mit dreieckigen Zellen ausgeführt, da diese ausschließlich die Wände der Geometrie widerspiegeln, woran sich die anschließende Prismenschicht anheften kann. Die Prismenschicht ist eine strukturierte Form von Zellenanordnungen und wird meistens für das Abbilden der Grenzschicht verwendet. Die Tetraederschicht ist eine unstrukturierte Form und ist für das Ausfüllen der Geometrie zuständig. Häufig wird in Wandnähe die Prismen- und anschließend die Tetraederschicht verwendet. Bei Benutzung der zwei Gitterformen entsteht ein sogenanntes unstrukturiertes hybrides Gitter. Jedoch können einzelne Zellen global und lokal je nach Anforderungen in Größe, Form und Wachstumsfaktor beeinflusst werden.

4.4.1. Grenzschichtauflösung

Die Auflösung der Grenzschicht erfolgt über die Prismenschicht, die die schematische Funktion in Abbildung 12 widerspiegelt. Dabei wird der Prismenmittelpunkt auf die jeweilige Funktion übertragen, siehe folgende Abbildung 12. Somit beschreibt der dimensionslose Wandabstand y^+ , mit welcher Feinheit das Gitter in Wandnähe aufgelöst werden muss. Die Strömungsgrößen werden bei einer Simulation in den Zellenmittelpunkten der Prismenschicht gelöst. Bei Verwendung der blauen Funktion kann dieses mit dem Low-Reynolds-Modell numerisch wiedergegeben werden. Demnach werden in dieser Funktion viele dünne Prismenschichten benötigt, um die Steigung bestmöglich wiederzugeben. Für das Überprüfen des richtigen y^+ wird die erste Prismenschicht betrachtet, wobei die Dicke dieser Schicht y_1^+ genannt wird. Diese sollte für das Low-Reynolds-Modell bei ca. $y_1^+ = 1$ liegen, wie es aus der nachstehenden Abbildung 12 zu entnehmen ist.

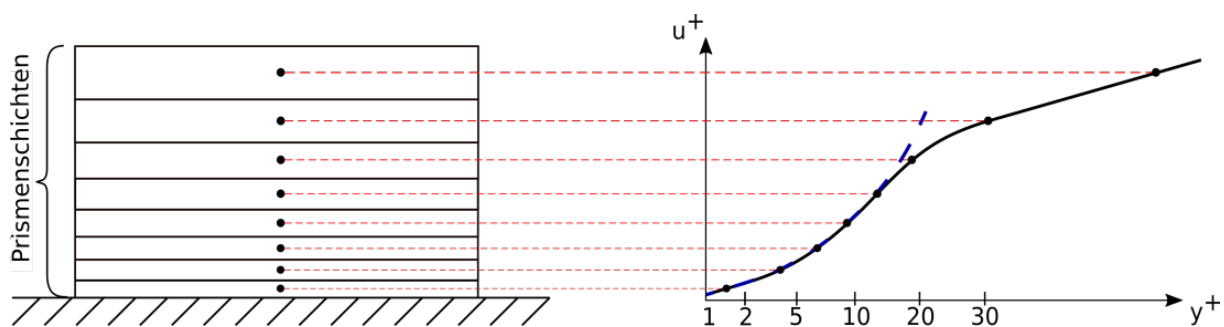


Abbildung 12: Schematische Darstellung der Prismengröße und des Geschwindigkeitsverlaufs nach dem logarithmischen Wandgesetz

Wird die Wandfunktion als Auflösung der Grenzschicht verwendet, so wird die blaue Funktion simuliert. Demnach sollte der Zellenmittelpunkt der ersten Prismenschicht bei ca. $y_1^+ = 30$ liegen, damit sich der Wert im logarithmischen Geschwindigkeitsverlauf befindet.

4.5. Numerische Fehlerbetrachtung

Bei der quantitativen Auswertung von physikalischen Größen einer numerischen Simulation treten unvermeidlich Fehler auf, die gering gehalten werden sollten, um die Plausibilität der Ergebnisse zu gewährleisten. Dafür sorgen Näherungslösungen, die die tatsächliche Strömung nur bedingt wiedergeben können. Dabei gibt es verschiedene Arten der Fehlerbetrachtung, die grob in drei Gruppen unterteilt werden können:

Diskretisierungsfehler: Dabei handelt es sich um den Fehler der bei der Lösung der Gleichung über die Gitterzellen entsteht. Da zwischen den Zellzentren interpoliert wird, kann der Fehler durch Verfeinerung des Rechengebiets minimiert werden. Die Berechnung wird dabei genauer, jedoch ist mit der hohen verwendeten Zellenanzahl ein höherer Rechenaufwand verbunden, welches mehr Rechenzeit und Speicherbedarf in Anspruch nimmt. Aus diesem Grund sollte die Zellenanzahl des Gitters eine bestimmte Feinheit vorweisen, ohne den Diskretisierungsfehler zu groß werden zu lassen. Dabei beschreibt der Diskretisierungsfehler die Differenz zwischen der Lösung der Erhaltungsgleichung und der Lösung auf dem Rechengitter. Um einen gewis-

sen Wert zu bestimmen, für die Aufzeigung der hinreichenden Verfeinerung des Gitters, wird die Abweichung mehrerer Strömungsgrößen zueinander von unterschiedlicher Zellenanzahl bei gleicher Geometrie bestimmt. Eine Möglichkeit, diesen Wert zu bestimmen, liefert der Gitter-Konvergenz-Index (engl.: Grid Convergence Index (GCI)). [19]

Modellfehler: Dieser Fehler wird durch die Modellierung der Erhaltungsgleichungen durch Verwendung von Turbulenzmodellen hervorgerufen. Dabei werden Annahmen für die Fluideigenschaften getroffen sowie einige physikalische Größen vernachlässigt. Dazu werden Rand- und Anfangsbedingung vorgegeben, die das Ergebnis ebenfalls beeinflussen. Zudem entsteht dieser Fehler bei der Vereinfachung der Geometrie, um ein besseres Rechengitter erstellen zu können. Somit beschreibt der Modellfehler die Differenz zwischen der tatsächlichen Strömung und der Lösung des mathematischen Modells. [17]

Iterationsfehler: Die mathematischen Gleichungen, die auf dem Gitter angewendet werden, werden mit einer iterativen Methode gelöst, da die exakte Lösung zu zeitaufwändig wäre. Da jeder Iterationsprozess nach einer gewissen Zeit gestoppt werden muss, werden für diesen Fall Konvergenzkriterien festgelegt. Die Beendigung der Simulation orientiert sich an dem Betrag des gefallenen Niveaus der Residuen. Die Residuen setzen sich aus dem Fehler zwischen der vollständig konvergierten und der erreichten Lösung zusammen. Bei entsprechender Laufzeit der Simulation sinken die Residuen über den Iterationen und minimieren somit den Iterationsfehler. Eine Simulation hat eine ausreichende Konvergenz erreicht wenn die Residuen, im Vergleich zu den Ausgangsresiduen, um das 1000-fache gesunken sind. [17]

4.6. Präkonditionierung

Eine Präkonditionierung ist eine Modifizierung der verwendeten Gleichung, zum Beispiel für eine Simulation. In dem Fall der vorliegenden Arbeit wird eine kleine-Machzahl-Präkonditionierung (engl.: Low-Mach-Prekonditionierung) benötigt, um die Genauigkeit sowie die Stabilität der Simulation zu verbessern. Angewendet wird es bei einem kompressiblen Strömungslöser unter Verwendung eines Strömungsgebietes, welches ein kompressibles sowie inkompressibles Fluid beinhaltet. Somit werden die kompressiblen Effekte in diesem Strömungsgebiet berücksichtigt. Die Präkonditionierung wird in diesem Fall auf die inkompressible Kontinuitärgleichung (Gl. 4.16) angewendet. Dafür wird zu der linken Seite der Gleichung der Kehrwert des Präkonditionierungsfaktor β_p addiert, siehe Gleichung 4.17.

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.16)$$

$$\frac{1}{\beta_p} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.17)$$

Somit wird eine künstliche Kompressibilität der numerischen Gleichung hinzugefügt. Bei der Präkonditionierung wird bei der partiellen Ableitung der Druck verwendet, da die Dichte in einem inkompressiblen Fluid konstant bleibt.

5. Numerisches Modell

Dieses Kapitel behandelt den Aufbau sowie die Auslegung der verwendeten Geometrie. Unterteilt in die numerische Konfiguration, Rechengitter und die Bewertung der Konvergenz. Die numerische Konfiguration beschreibt den Aufbau der Geometrie und das Rechengitter die Vernetzung der Geometrie. Die Bewertung der Konvergenz soll zeigen, dass die Simulation ausreichend Iterationsschritte gelaufen ist und das Modell als hinreichend genau angenommen werden kann.

5.1. Numerische Konfiguration

Die numerischen Konfigurationen werden in das geometrische Modell, entdimensionierte Größen und numerische Randbedingungen aufgeteilt. Dabei wird im geometrischen Modell die modifizierte Version des SKGs beschrieben. Im Anschluss zeigt das Kapitel entdimensionierte Größen, die wichtigen Größen dieser Arbeit auf, welche in dem Kapitel Ergebnisse benötigt werden. Die numerischen Randbedingungen stellen dar, welche Werte sowie Simulationsmodelle verwendet werden.

5.1.1. Geometrisches Modell

Für die Erstellung der Modelle werden technische Zeichnungen des SKG herangezogen. Dabei wurde ein bestehendes Modell verwendet und einige Details hinzugefügt oder abgeändert. Für diese Anpassungen wird das Konstruktionsprogramm CATIA V5 verwendet. Es werden Vereinfachungen an der zu simulierenden Geometrie vorgenommen, um den Aufwand der Berechnung geringer zu halten. Bei einer Simulation mit allen Details der Messkammer wird es zu einer hohen Gitterqualität kommen, was einen großen Aufwand der Simulation mit sich bringt. Somit wird die Gitterqualität verbessert, indem kleine Details entfernt oder vereinfacht dargestellt werden. Aus diesem Grund werden Details, wie zum Beispiel die Druckbohrung einer Sonde, nicht nachkonstruiert. Im Allgemeinen werden für die Geometrie des Modells folgende Vereinfachungen vorgenommen:

- Entfernung von Fenstern in der Messkammer
- Entfernung von Schrauben sowie Flansche
- Konstante Dicke der Wände der einzelnen Komponenten
- Einheitlicher Durchmesser des Eingangsrohrs zum Düsen Eintrittsdurchmesser

Durch die Veränderungen der Geometrie werden jedoch keine signifikanten Auswirkungen auf das zu betrachtende Strömungsfeld erwartet.

Unterschieden wird nochmals zwischen dem Modell des SKG ohne Positioniereinheit und der neukonstruierten Positioniereinheit in der Messkammer. Dabei wird der SKG ohne Positioniereinheit als Referenzmodell verwendet, welches schematisch im Schnitt in Abbildung 16 zu sehen ist. Das Fluid strömt von dem Einlassrohr durch die Düse in die Messkammer. Beim Ausströmen entsteht ein Freistrah, der sich in der Messkammer verteilt. Der Freistrah wird zum großen Teil im Kollektor wieder gebündelt und strömt im Anschluss durch das Auslassrohr. Die Maße der

Geometrie werden dabei durch den Durchmesser der Düsenöffnung D entdimensioniert dargestellt, zu sehen in Abbildung 16. Dabei handelt es sich um eine Unterschalldüse, die bei einem Machzahlbereich von $0,1 < Ma < 0,8$ verwendet wird. Der Durchmesser der Düse beträgt hierbei $D = 0,051\text{ m}$. Das Einlass- sowie Auslassrohr besitzen eine definierte Länge von $> 30D$, damit sich die Strömung vor der Düse und nach dem Kollektor ausbreiten beziehungsweise einstellen kann. Dieses Modell des SKG wird auf die anderen verwendeten Geometrien mit der neukonstruierten Positioniereinheit übertragen. Folgende Abbildung 13 zeigt die Geometrie mit der Positioniereinheit und der Sonde in der Darstellung des Simulationsobjektes.

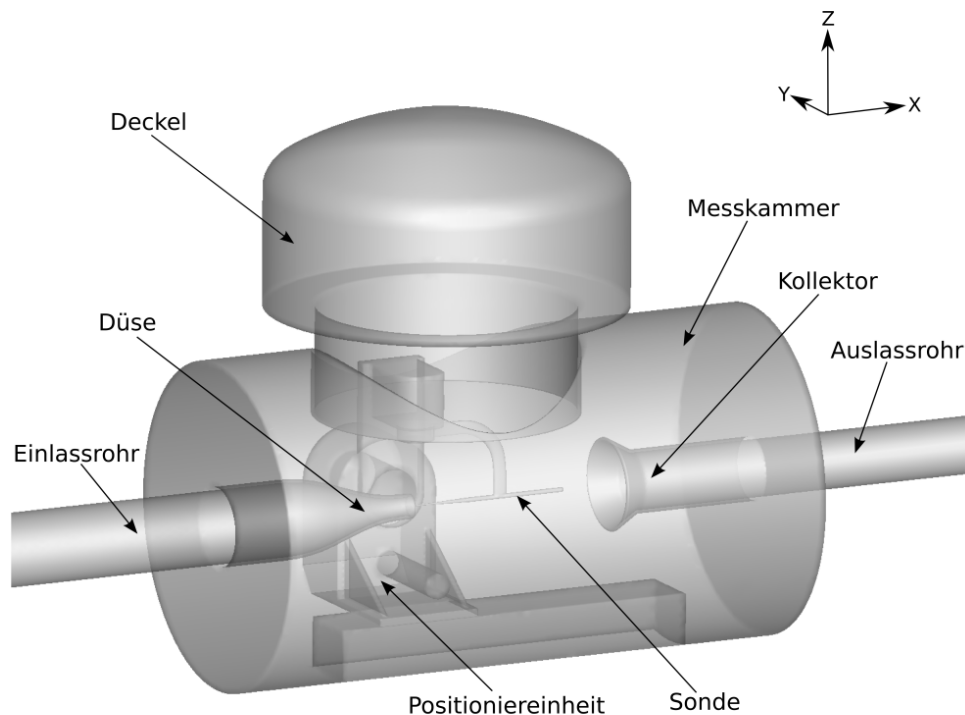


Abbildung 13: Verwendetes Modell des SKG mit der neukonstruierten Positioniereinheit und der Sonde

Die Konstruktion der Positioniereinheit beinhaltet ebenfalls kleine Details, die genau wie bei der Messkammer vereinfacht dargestellt werden. Da die Auswirkung der Positioniereinheit auf die Kalibrierungsströmung untersucht wird und hauptsächlich die Lanzensonde sowie der Sondenhalter in der Strömung befinden, ist der Fokus auf diese beiden Bauteile gelegt. Bei vorangehenden Untersuchungen wurde die Sonde als ein Stab mit konstantem Durchmesser $D = 13\text{ mm}$ angenommen [20]. Bei dieser Arbeit wird die Sonde der Konstruktion dem Original näher angepasst. Die Sonde besitzt in diesem Fall einen keilförmigen Sondenkopf, welcher dem originalen Sondenkopf am nächsten kommt. Der Sondenschaft wird ebenfalls optimiert und dem Original nachempfunden. Die folgende Abbildung 14 zeigt die Konstruktionszeichnung der Sonde im Schnitt.

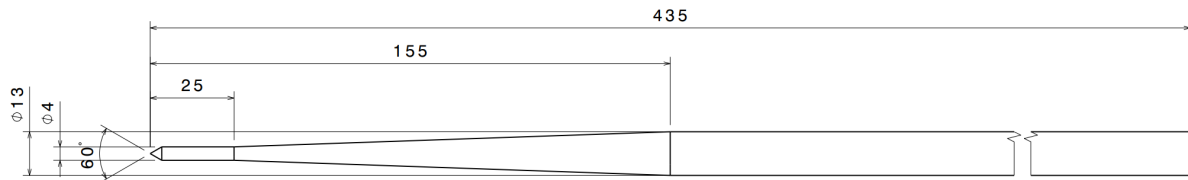


Abbildung 14: Bemaßung des Modells der Sonde

Diese Sonde wird an dem Sondenhalter mit einem Abstand von $0,3 D$ von der Düsenöffnung entfernt montiert. Dies ist die Position der Sonde im SKG während der Kalibrierung. Die Positioniereinheit wurde im Vergleich zur geplanten Geometrie vereinfacht konstruiert. Damit dennoch ein hoher Einfluss auf die Strömung in der Messkammer entsteht, ist die Positioniereinheit sehr grob konstruiert. Abbildung 15 zeigt die Positioniereinheit in Konstruktionsform, wie sie geplant ist und wie dieses Modell für die Simulation vereinfacht wurde. Dazu wird die Lineareinheit, zur Bewegung der Positioniereinheit entlang der Strömungsachse, für das numerische Modell mit einer abgeschätzten Maximalgröße konstruiert. Diese Verstelleinheit wurde bei dem Konzept noch nicht ausgearbeitet.

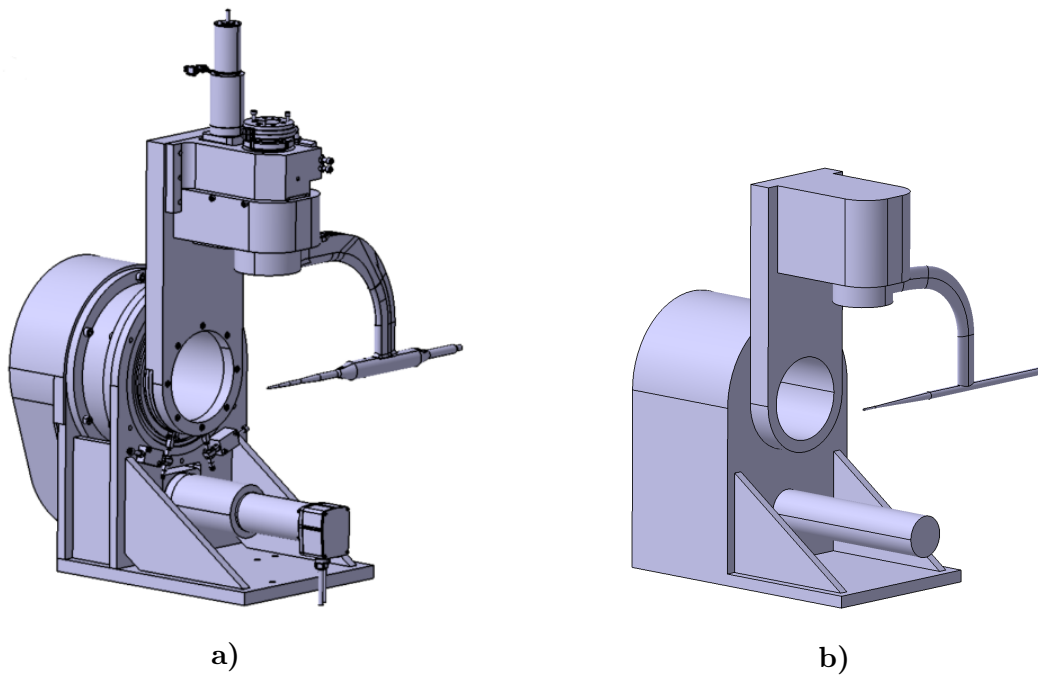


Abbildung 15: Konstruktionsdarstellung der a) geplanten Positioniereinheit, b) vereinfachten Positioniereinheit

Um zu untersuchen, welche Auswirkungen die Positioniereinheit auf den Freistrah und die Strömung in der Messkammer besitzt, werden mehrere Modelle erstellt. Dabei kann das Referenzmodell mit experimentellen Daten aus Versuchen verglichen werden und somit als Vergleichsmodell gegenüber den anderen Modellen dienen. Darunter fallen folgende Modelle:

- Referenzmodell
- Positioniereinheit ohne Sonde bei Strömungswinkel $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 0^\circ$

- Positioniereinheit mit Sonde bei Strömungswinkel $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 0^\circ$
- Positioniereinheit mit positiv verstellter Sonde bei Strömungswinkel $\alpha = 21^\circ$ und $\beta = 0^\circ$
- Positioniereinheit mit negativ verstellter Sonde bei Strömungswinkel $\alpha = -21^\circ$ und $\beta = 0^\circ$

Bei der Winkelverstellung um α handelt es sich um den Maximalwinkel, der bei der Kalibrierung der Sonde angefahren werden kann. Des Weiteren wurde die Strömung in der Messkammer in einer vorangehenden Arbeit untersucht, wobei die Positioniereinheit ebenfalls eingesetzt wurde. [20]

5.1.2. Entdimensionierte Größen

Unter den entdimensionierten Größen fallen die in dieser Arbeit untersuchten Größen, welche entdimensioniert werden, um diese einheitlich betrachten zu können. Darunter fallen die **dimensionslosen kartesischen Koordinaten**, welche wie folgt definiert sind:

$$x^* = \frac{x}{D} \quad (5.1a)$$

$$y^* = \frac{y}{D} \quad (5.1b)$$

$$z^* = \frac{z}{D} \quad (5.1c)$$

Die Koordianten sind dabei auf den Düsendurchmesser D bezogen.

Die **dimensionslosen Geschwindigkeiten** werden auf die mittlere Geschwindigkeit am Austritt der Düsenöffnung u_D bezogen. Dabei wird zwischen der allgemeinen Geschwindigkeit in Gleichung 5.2a sowie der Geschwindigkeit in x-Richtung in Gleichung 5.2b unterschieden.

$$u^* = \frac{100u}{u_D} \quad (5.2a)$$

$$u_x^* = \frac{100u_x}{u_D} \quad (5.2b)$$

Es wird ebenso ein **dimensionsloser Druck** für die Bewertung gebildet, was über den Eingangstotaldruck $p_{t, \text{ein}}$ an der Düsenöffnung geschieht. Dabei wird in der Gleichung 5.3a der statische und in der Gleichung 5.3b der Totaldruck wiedergegeben.

$$p_s^* = \frac{p_s}{p_{t, \text{ein}}} \quad (5.3a)$$

$$p_t^* = \frac{p_t}{p_{t, \text{ein}}} \quad (5.3b)$$

5.1.3. Numerische Randbedingungen

Für die numerische Simulation wird das Modell mit Randbedingungen versehen. Um die Ergebnisse mit experimentellen Daten abgleichen zu können, wird im Potentialkern eine Machzahl von $Ma = 0,7$ benötigt. Die Machzahl kann in diesem Modell unter anderem über das Druckniveau, siehe Gleichung 3.11, zwischen dem Einlass und dem Auslass eingestellt werden. Am Einlass wird entsprechend den Kalibrierbedingungen ein Totaldruck von 100 kPa verwendet, am Auslass hat sich nach einstellen des Druckniveaus keine Übereinstimmung des Massenstroms zwischen dem Einlass und dem Auslass eingestellt, womit die Kontinuitätsgleichung (Gl. 3.3) nicht erfüllt war. Daraufhin wird am Auslass ein Massenstrom von $\dot{m} = 0,42 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ verwendet, um die Erhaltungsgleichungen sowie die gewünschte Machzahl zu erzielen. Bei dem verwendeten Fluid handelt es sich um Luft, welches als Ideales Gas mit $\kappa = 1,4$ und $R = 287,06 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$ als Beiwerte angenommen wird. Ebenso besitzt das Fluid eine Totaltemperatur von $T_t = 293 \text{ K}$, dieser Wert entspricht ebenfalls den Kalibrierbedingungen. Am Einlass wird ein Turbulenzgrad von $Tu = 1 \%$ vorgegeben, da aus der vorangehenden Arbeit keine signifikanten Änderungen der Strömung hervorgegangen sind, somit wird dieser Wert übernommen [20]. An den Wänden der Geometrie gilt Haftbedingung. Für die Abbildung der Grenzschicht wird in diesem Modell die Wandfunktion verwendet. Dazu wird davon ausgegangen, dass sich das Modell des Windkanals in einem Raum mit Raumtemperatur befindet, somit werden die Wände mit 293 K beaufschlagt. Die folgende Abbildung 16 zeigt eine Übersicht der Randbedingungen, der verwendeten Geometrie sowie den zu erwartenden Freistrah.

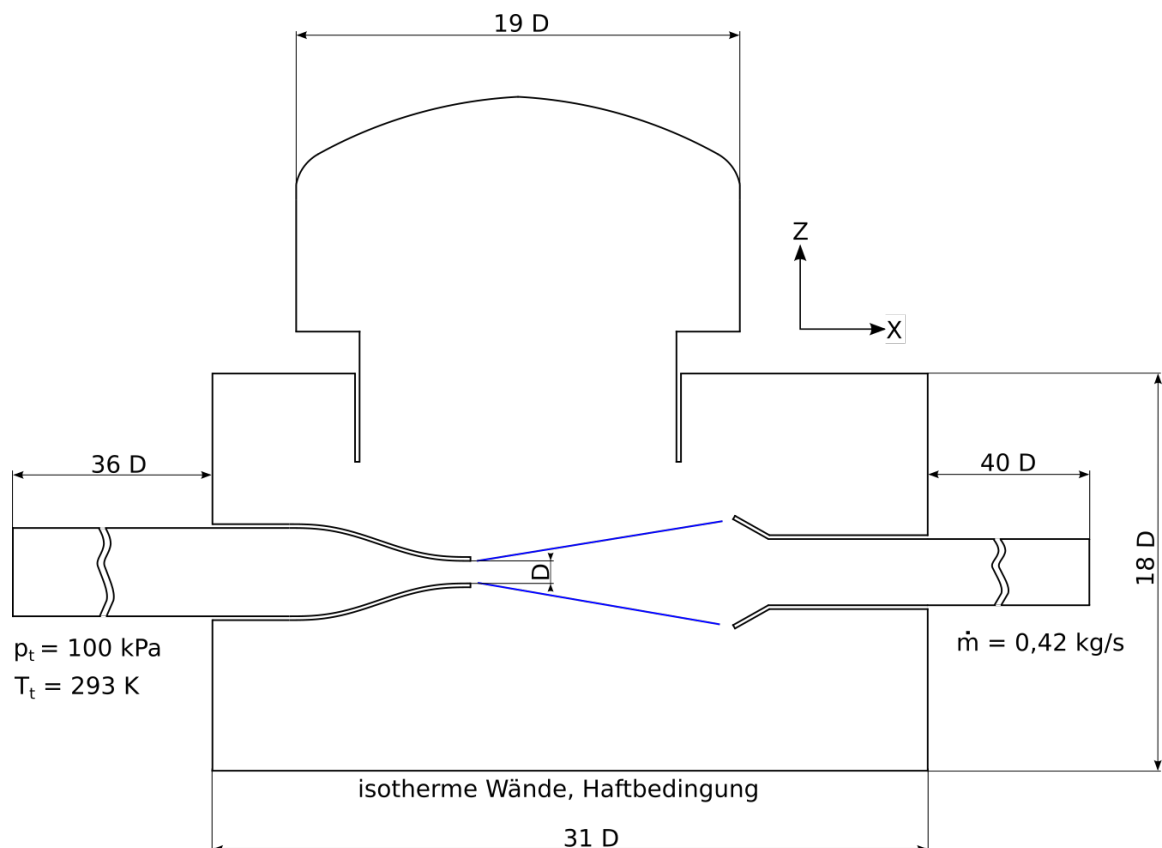


Abbildung 16: Darstellung der Randbedingungen am SKG

Als Turbulenzmodell wird das *SST- k - ω* Modell nach Menter und das Interpolationsschema zweiten Ordnung verwendet. Im Anschluss werden die Modelle mittels eines kompressiblen Strömungslösers, der die Favre-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen löst, verwendet. Für diese Arbeit wird der vom DLR eigens entwickelte Strömungslöser TRACE herangezogen.

5.2. Rechengitter

Das numerische Gitter wird mit der Gittergenerierungssoftware CENTAUR erzeugt [21]. Damit wird das Modell mit einem unstrukturierten hybriden Gitter aus Tetraeder- und Prismenzellen hergestellt. Damit sich die erste Prismenschicht in dem erforderlichen Bereich von $30 < y_1^+ < 120$ befindet, wird die Gleichung 3.12 herangezogen. Demnach besitzt die erste Prismenschicht eine Dicke von $2,2019 \text{ mm}$. In Regionen der Düse wird die Anzahl der Prismenschichten jedoch von neun (als Standardwert) auf elf erhöht, um die Grenzschicht bei der Beschleunigung besser darstellen zu können. Des Weiteren wird in diesem Bereich die Dicke der Prismen herabgesetzt, um mit dem Wert des ersten dimensionslosen Wandabstands in dem vorgegebenen Bereich zu bleiben. Nach Austritt der Düse wird die Anzahl, durch die Verfeinerung der Tetraeder in der Region des zu erwartenden Freistrahls angehoben. Diese Maßnahme wird erstellt, da in diesem Bereich große Gradienten von Strömungsgrößen erwartet werden. Zu sehen ist das Gitter des Referenzmodells mit Vergrößerungen der charakteristischen Bereiche in Abbildung 17. Die Wachstumsrate bei den Prismenschichten beträgt 1,1 und bei den Tetraeder 1,7. Zu sehen ist in der Abbildung ein Gitter mit einer Zellenanzahl von rund 5,7 Millionen Zellen.

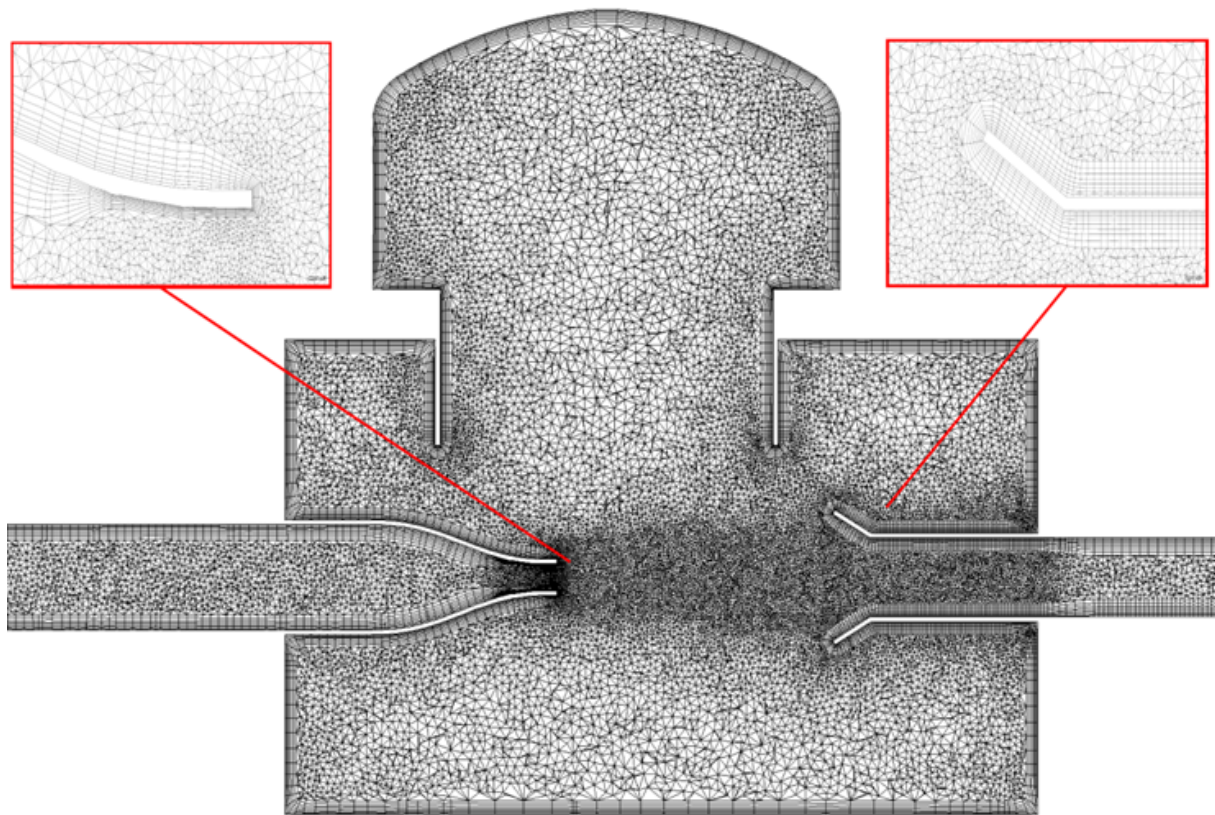


Abbildung 17: Numerisches Gitter mit Vergrößerung einiger Details

5.2.1. Bewertung des dimensionslosen Wandabstands

Die Betrachtung des dimensionslosen Wandabstands wird in diesem Fall an dem Beispiel des Referenzmodells vorgenommen. Das Rechengitter sollte, wie in Kapitel 4.4.1 beschrieben, einen y_1^+ Wert im Bereich von $30 < y_1^+ < 120$ besitzen, um die Wandfunktion verwenden zu können. Jedoch ist es aufgrund des Geschwindigkeitsunterschieds der Strömung in der Messkammer nicht möglich, den gewünschten Bereich überall einzuhalten. Zu sehen ist der dimensionslose Wandabstandswert der erste Zelle in Abbildung 18. Dabei fällt auf, dass die Messkammer den gewünschten Wert nicht besitzt. Begründet wird das durch die geringe Strömungsgeschwindigkeit, die in diesem Bereich vorliegt. Bei vereinzelt Fällen von ca. $u = 1 \frac{m}{s}$ wird eine große erste Prismenschicht benötigt, die in dieser komplexen Geometrie aus Platzgründen nicht verwendet werden kann. Der hauptsächliche Betrachtungsbereich ist bei dem Freistrah, der Düse sowie dem Kollektor. Demnach kann die Sekundärströmung mit $y_1^+ < 30$ in der Messkammer vernachlässigt werden.

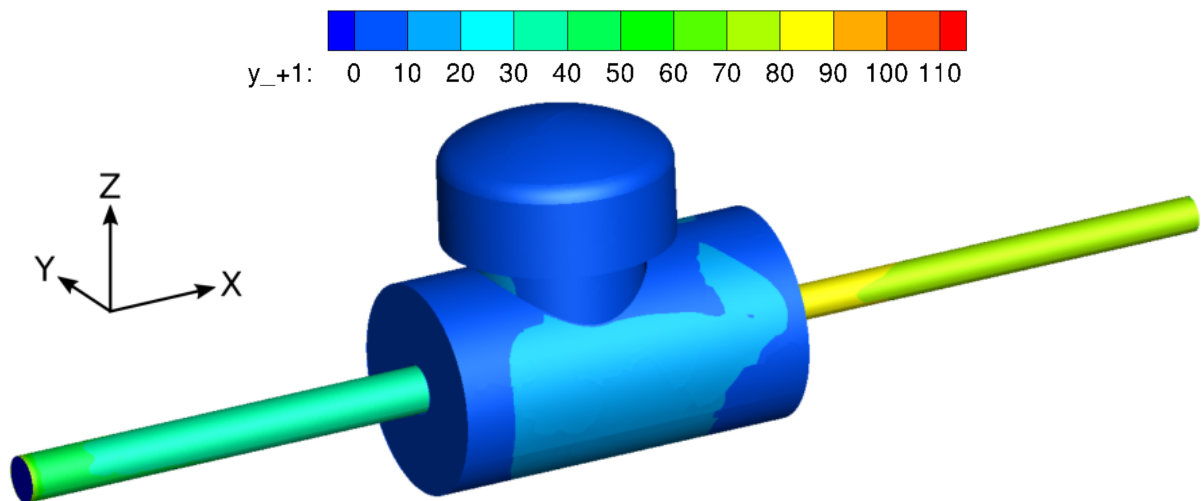


Abbildung 18: Darstellung des ersten dimensionslosen Wandabstands

Bei dem Einlassrohr liegt ein y_1^+ Wert von ca. 30 vor, während es bei dem Auslassrohr einen leicht größeren y_1^+ Wert von ca. 60 besitzt. Durch die Beschleunigung des Fluids in der Düse erhöht sich dieser Wert auf 120, was durch die Anpassung des Gitters hervorgerufen wird, zu sehen in Abbildung 19 a). Der Kollektor, zu sehen in Abbildung 19 b), besitzt einen hohen y_1^+ Wert, welcher kurz vor dem Übergang ins Auslassrohr gegen null geht. Vermutet wird an dieser Stelle ein Wirbel, der an diesem Bereich eine geringe Geschwindigkeit mit sich bringt. Abbildung 19 zeigt den dimensionslosen Wandabstand vergrößert an der Düse und dem Kollektor.

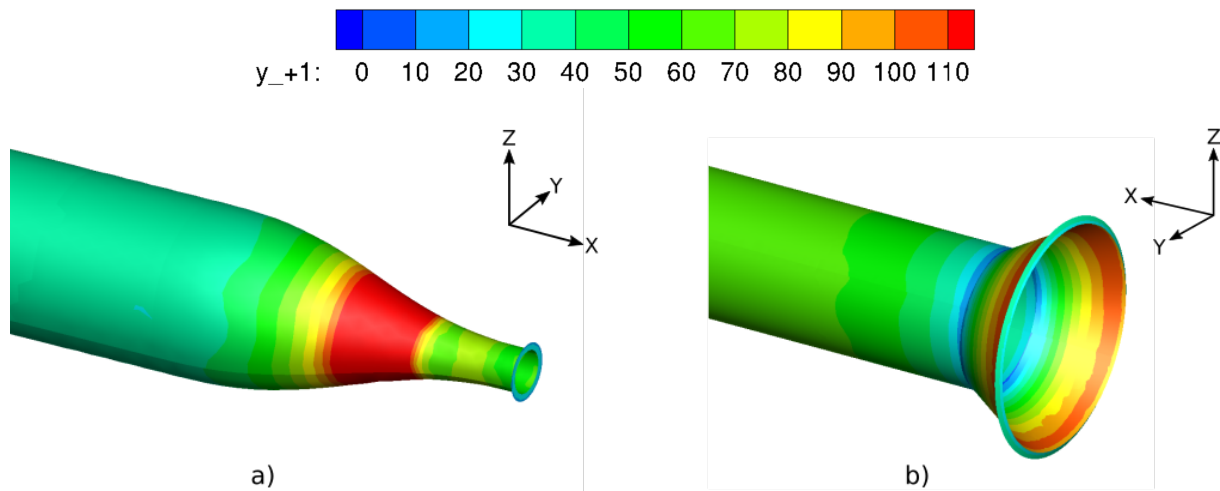


Abbildung 19: Darstellung des y_1^+ a) an der Düse und b) am Kollektor

Bei Veränderung des Gitters, was zum Beispiel bei der Durchführung der Gitterstudie vorgenommen werden muss, kann sich der dimensionslose Wandabstand verändern. Jedoch ist weiterhin drauf zu achten, dass sich dieser Wert in dem vorgegebenen Bereich befindet. Aus diesem Grund werden kleine Verfeinerungen an den Prismenschichten in den Bereichen der Düse sowie des Kollektors vorgenommen.

Bei vorangehender Arbeit ist nach der Simulation des Referenzmodells aufgefallen, dass sich der erste dimensionslose Wandabstand nicht mehr in dem akzeptablen Bereich befindet.

5.2.2. Bewertung der Gitterqualität

Die Bewertung der Gitterqualität ist notwendig, um den Diskretisierungsfehler gering zu halten. Dafür werden mittels der Gittergenerierungssoftware CENTAUR mehrere Qualitätskriterien für einzelne Gitterzellen untersucht. Zusammengeführt wird dieses in der nachstehenden Tabelle 1. Erstellt sowie aufgelistet werden diese Kriterien mit dem Centaur-User-Guide, dieser zeigt die Grenzwerte der einzelnen Zellen [21]. Des Weiteren wird die Häufigkeit der gezeigten Grenzwertzellen aufgelistet.

Tabelle 1: Qualitätskriterien für einzelne Gitterzellen

Kriterium	Grenzwert	Anzahl der Zellen
Min. Winkel der Tetraeder-Oberfläche	10°	2180
Min. Winkel der Tetraeder-Oberfläche	5°	272
Max. Winkel der Tetraeder-Oberfläche	170°	216
Max. Streckungsverhältnis der Tetraederzellen	100	80

Wie in der vorherigen Tabelle beschrieben, werden die Winkel der Tetraeder untersucht, bevorzugt werden Gleichwinklige Tetraeder. Für diesen Fall stellt der Centaur-User-Guide folgende Differenz zur Überprüfung zur Verfügung: [21]

$$\frac{V_{ideal} - V_{real}}{V_{ideal}} \quad (5.4)$$

Dabei steht V_{ideal} für das Volumen eines gleichwinkligen Tetraeders und V_{real} für das Volumen des zu überprüfenden Tetraeders. Des Weiteren kann das Splitter-Kriterium, welches ebenfalls im Centaur-User-Guide enthalten ist, wie folgt beschrieben werden.

$$\frac{\sqrt{2} L_{avg}^3}{12 V} \quad (5.5)$$

Beschrieben wird das Splitter-Kriterium mithilfe der Seitenlänge des zu überprüfenden Tetraeders L_{avg} und dessen Volumen V . Der optimale Tetraeder besitzt immer die gleiche Seitenlänge, demnach wird das Splitter-Kriterium bei diesem Fall gleich eins. Dieses wäre der perfekte Fall, jedoch ist es nicht möglich diesen Wert bei einem unstrukturierten Gitter für alle Zellen zu erreichen.

Die Darstellung der schlechten Tetraeder ist in der folgenden Abbildung 20 zu sehen. Daran ist zu erkennen, dass die schlechten Tetraeder nicht im Freistrahlsender mehr an der Messkammerwand auftauchen. Bei einem minimalen Winkel von 10° liegen 2180 Zellen unter dem Grenzwert, zu sehen in der Abbildung 20 a). Durch die Verringerung des minimalen Winkels auf 5° liegen nur noch 272 Zellen unter dem Grenzwert. Bei späteren Berechnungen ist bei einer Variation der Anzahl von den schlechten Tetraeder bei dem selben Modell keine signifikanten Unterschiede der Ergebnisse aufgefallen. Dabei wurde die Anzahl der schlechten Tetraeder in der Simulation verdoppelt.

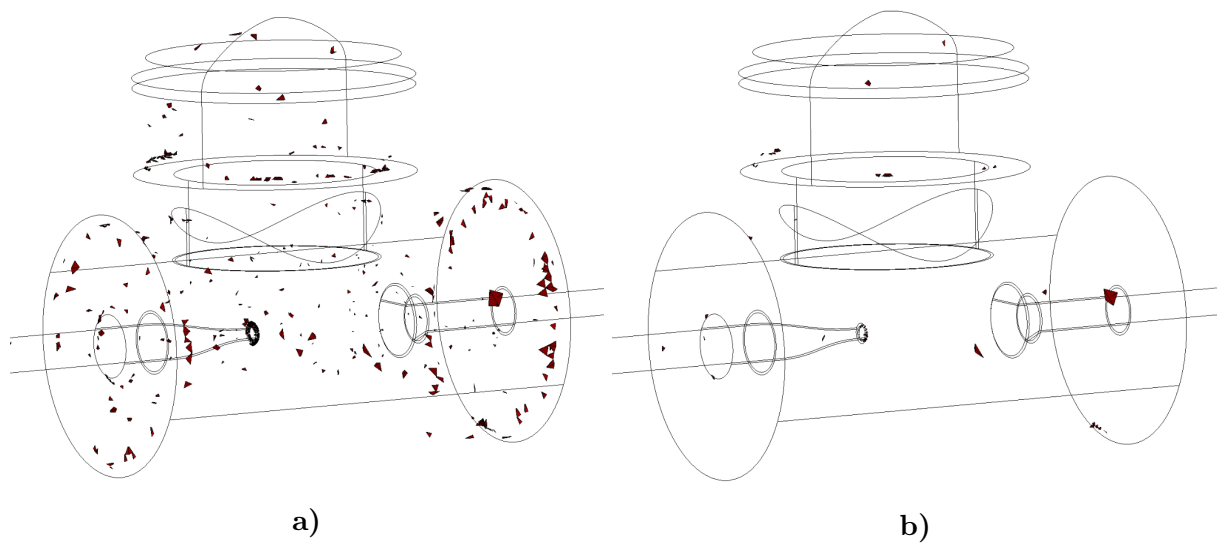


Abbildung 20: Unterschreitung der Grenzwerte für den minimalen Winkel der Tetraeder-Oberfläche, in Rot a) Grenzwert: 10° und b) Grenzwert: 5°

5.2.3. Gitterstudie

Um den Diskretisierungsfehler so gering wie möglich zu halten, wird wie in Kapitel 4.5 der Gitter Konevergenz Index herangezogen. Dieser wird mit dem GCI Verfahren nach Roache und Celik [19] durchgeführt. Dabei handelt es sich um ein Verfahren, welches von der American Society of Mechanical Engineers (ASME) anerkannt ist. Dafür werden drei Gitter der selben Geometrie

benötigt, die sich nur in den Zellenabmessungen in allen drei Raumrichtungen unterscheiden. Jedoch bleibt der generierte Gitteraufbau bei allen drei Gittern konstant. Dennoch ändern sich bei der Simulation die Strömungsgrößen, da sich die Gitter in der Skalierung der Zellen unterscheiden. Die Verfeinerung wird dabei mit einem Faktor vorgenommen, der auch Verfeinerungsfaktor r_v genannt wird und für die drei Gitter des Referenzmodells in der folgenden Tabelle 2 angegeben ist.

$$r_v = \frac{h_{g,grob}}{h_{g,fein}} \quad (5.6)$$

Der Verfeinerungsfaktor besteht dabei aus dem Verhältnis zwischen der jeweiligen charakteristischen Zellenabmessung h_g des feinen und groben Gitters. Berechnet werden kann dieser Wert mit der nachstehenden Gleichung 5.7, die als Summe der Volumina dividiert durch die Zellenanzahl N dargestellt ist.

$$h_g = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (V_i) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (5.7)$$

Die Tabelle 2 zeigt des Weiteren die Zellenanzahl der verwendeten Gitter. Der Verfeinerungsfaktor wird dabei zwischen dem feinen und mittleren Gitter sowie dem mittleren und dem groben Gitter aufgezeigt.

Tabelle 2: Zellenanzahl der Gitter mit dem Verfeinerungsfaktor

Gitter	Zellenanzahl	Verfeinerungsfaktor r_v
Fein	$5,73 \cdot 10^6$	1, 2
Mittel	$3,25 \cdot 10^6$	
Grob	$1,68 \cdot 10^6$	1, 24

Wird der Feinheitsgrad und somit die Zellenanzahl erhöht, nähern sich die Strömungsgrößen bei der Betrachtung nach der numerischen Simulation asymptotisch einem Wert an. Somit muss zuvor festgehalten werden, in welchem Bereich die Abweichung als akzeptabel angesehen wird. Nach Erfahrungswerten sowie hinreichender Betrachtung wird eine Abweichung im Bereich von maximal 4 % als hinreichend genau angenommen. Der Wert der Abweichung kann für den GCI mit folgender Gleichung bestimmt werden:

$$GCI_{12} = \frac{F_s |e_{g,12}|}{(r^g - 1)} \quad (5.8)$$

Bestehend aus dem Sicherheitsfaktor F_s , dem relativen Fehler $r_{g,12}$, dem Verfeinerungsfaktor sowie der Ordnung g . Der Sicherheitsfaktor beträgt bei Verwendung von drei Gittern $F_s = 1,25$. Der relative Fehler wiederum lässt sich mit der nachstehenden Gleichung ermitteln.

$$e_{g,12} = \frac{f_2 - f_1}{f_1} \quad (5.9)$$

Dabei steht f für die betrachtete Strömungsgröße der zu untersuchenden Gitter. Die Indices stehen von eins an laufend, für den Feinheitsgrad der Gitter von fein nach grob. Die Ordnung

lässt sich mit den Strömungsgrößen und dem Verfeinerungsfaktor wie folgt bestimmen:

$$g = \frac{\ln \left| \frac{f_3 - f_2}{f_1} \right|}{\ln(r)} \quad (5.10)$$

Für die Betrachtung des GCI wird vorerst der Betrag der Geschwindigkeit als Referenzwert verwendet. Mittels Interpolation des Rechengitters auf ein Gitter werden die Größen immer an derselben Position abgenommen.

In der folgenden Tabelle 3 wird der GCI für die betrachteten Strömungsgrößen aufgezeigt, mit dem feinen Gitter als Referenzmodell. Deutlich sichtbar ist die prozentual abnehmende Abweichung zwischen dem feinen und dem mittleren Gitter im Vergleich zu dem mittleren und dem groben Gitter. Dieses Verhalten deutet, wie zu vor beschrieben, auf ein asymptotisches Verhalten der Strömungsgrößen hin.

Tabelle 3: Abweichung der verschiedenen Strömungsgrößen

Größe	Fein	Mittel	Grob
Betrag der Geschwindigkeit (in $\frac{m}{s}$)	78,7	78,0	84,8
Abweichung	Referenz	0,94%	7,70%
Machzahl	0,239	0,236	0,257
Abweichung	Referenz	1,21%	7,39%
Druck (in Pa)	72456,52	72517,78	72762,29
Abweichung	Referenz	0,08%	0,42%

Die Werte der Strömungsgrößen des GCI aus der vorherigen Tabelle 3 deuten des Weiteren auf eine oszillierende Konvergenz hin, da diese Werte nicht monoton von dem feinen zum groben Gitter steigen oder sinken. Demnach nähern sich die Strömungsgrößen keinem asymptotischen Wert an, sondern schwanken abhängig von der Zellenanzahl um einen Wert.

Zur Bestimmung, ob es sich in diesem Fall um eine oszillierende Konvergenz handelt, kann folgende Gleichung herangezogen werden: [19]

$$\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1} < 0 \quad (5.11)$$

Nach Anwendung der Gleichung 5.11 mit den Werten der Geschwindigkeit aus Tabelle 3 liegt eine oszillierende Konvergenz für das Referenzmodell vor, die die Bewertung der Gitterstudie erschwert.

$$\frac{84,8 \frac{m}{s} - 78,0 \frac{m}{s}}{78,0 \frac{m}{s} - 78,7 \frac{m}{s}} = -9,714$$

Werden die Geschwindigkeiten der drei Gitter in einer Abbildung dargestellt wird sichtbar, dass jedoch nur eine sehr geringe Abweichung vorliegt, siehe Abbildung 21. Die Abbildung zeigt den Betrag der Geschwindigkeit über den Schnitt y^* . Dabei liegt diese Abbildung der Geschwindigkeit bei $x^* = 6$, welches sich ungefähr in der Mitte zwischen der Düse und dem Kollektor befindet. Zu sehen ist, dass eine geringe Abweichung außerhalb des Freistrahls in der

Scherschicht sowie im Freistahlkern vorliegt. Die Gradienten im Freistrahls können durch eine Erhöhung der Zellenanzahl besser aufgelöst werden. Die Abweichung im Freistrahlskern kann, wie zuvor beschrieben, auf die oszillierende Konvergenz zurückgeführt werden. Demnach sorgt die Anzahl an Zellen der drei Gitter für eine geringe Abweichung der Ergebnisse.

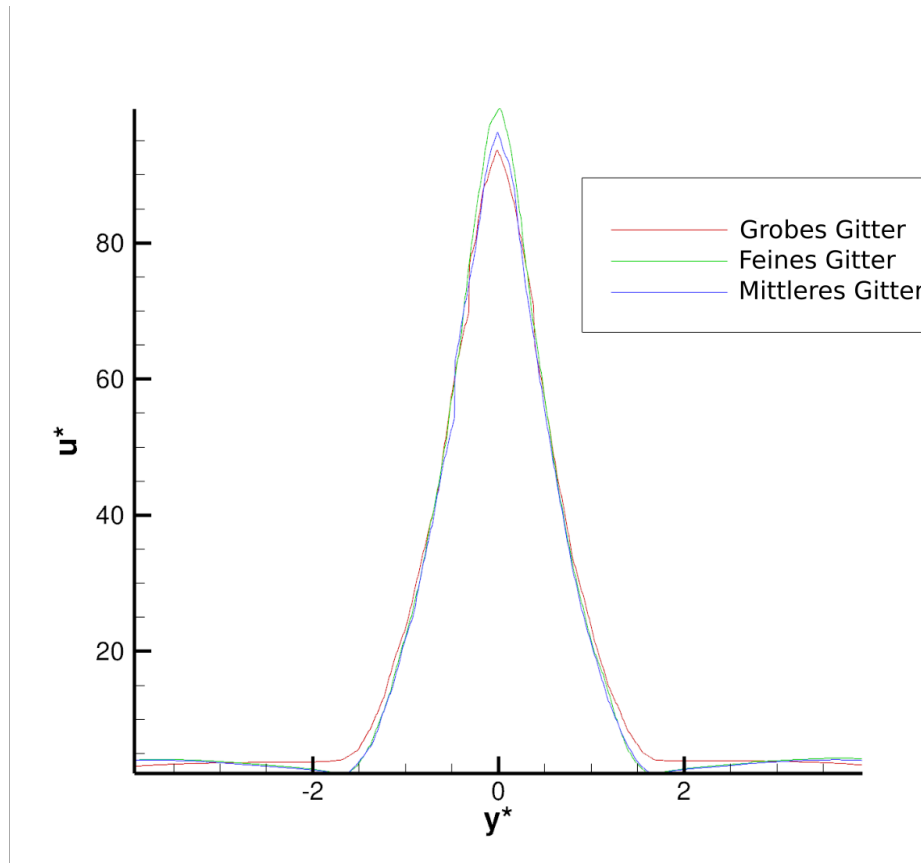


Abbildung 21: Darstellung der Abweichung der Geschwindigkeit der drei Gitter vor dem Kollektor

Nach Betrachtung der zuvor genannten Eigenschaften des GCI, kann trotz der geringen Abweichungen angenommen werden, dass das feine Gitter als hinreichend genau eingestuft wird. Somit können die Zelleneigenschaften auf die anderen Modelle des Sondenkalibrierkanals übertragen werden.

5.3. Bewertung der Konvergenz

Bei der Bewertung der Konvergenz wird der Verlauf der Residuen sowie der Massenstrom über die Iterationen beurteilt. Die Abbildung 22 zeigt die gemittelten sowie die maximal Residuen des Referenzmodells. Die Abweichung dieser zwei Residuen kann auf die komplexe Geometrie zurückgeführt werden, während TRACE Schwierigkeiten hat im Sekundärbereich das Strömungsgebiet zu lösen, entstehen einzeln höhere Residuen als es gemittelt der Fall ist. Demnach wird die Hauptbetrachtung auf die gemittelten Residuen gelegt. Diese sinken im weiteren Verlauf der Iterationen auf ein Minimalwert von $1,146 \cdot 10^{-6}$. Da die Simulation 80000 Iterationen durchlaufen hat und die Residuen um mehr als 10^3 gesunken sind (siehe Kapitel 4.5), gilt die Berechnung hiermit als abgeschlossen.

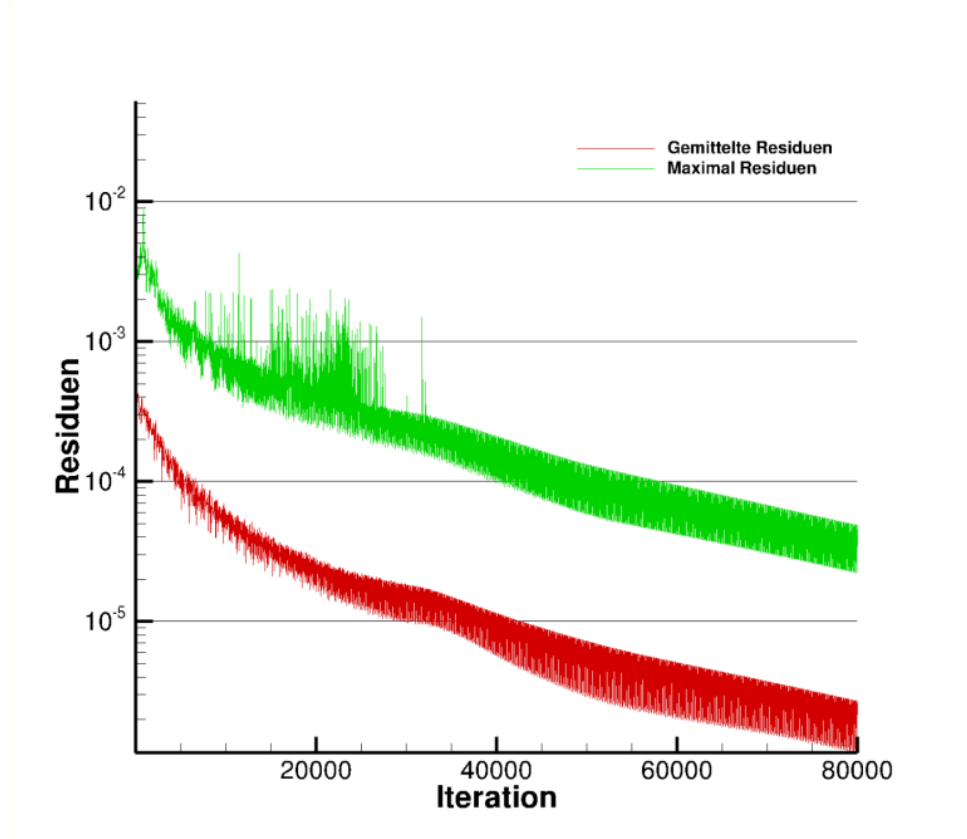


Abbildung 22: Residuen des Referenzmodells über Iteration

Da der Sondenkalibrierkanal nur einen Ein- und ein Auslass besitzt und dementsprechend keine weiteren Zugänge vorweist, muss die Massenerhaltung (siehe Kapitel 3.2) zwischen diesen Zugängen den gleichen Betrag besitzen. Abbildung 23 zeigt den Verlauf des Massenstroms über 80000 Iterationen. Nach ungefähr 60000 Iterationen verändern sich die Massenströme nicht mehr, jedoch liegt eine Differenz von 3,54 % zwischen Ein- und Auslass vor. Diese Abweichung ist zu hoch um ein plausibles Ergebnis der numerischen Simulation zu erreichen. Nach Einstellung des konstanten Massenstroms am Auslass (siehe Kapitel 5.1.3), beträgt die Differenz nur noch 0,38 %, was als akzeptabel erachtet wird. Abbildung 24 zeigt diesen Verlauf der Massenströme für weitere 5000 Iterationen.

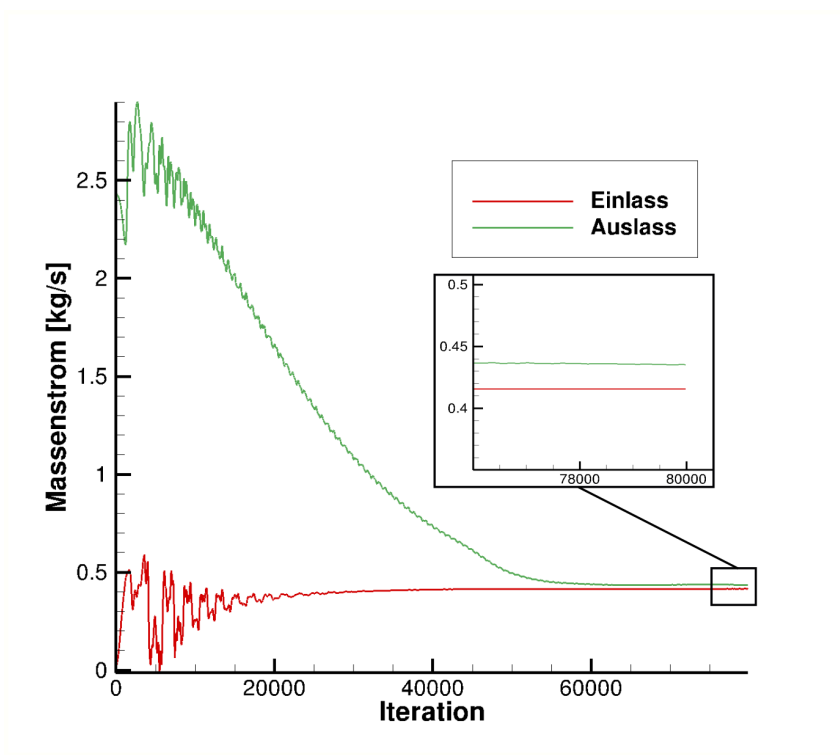


Abbildung 23: Darstellung des Massenstroms über Iteration

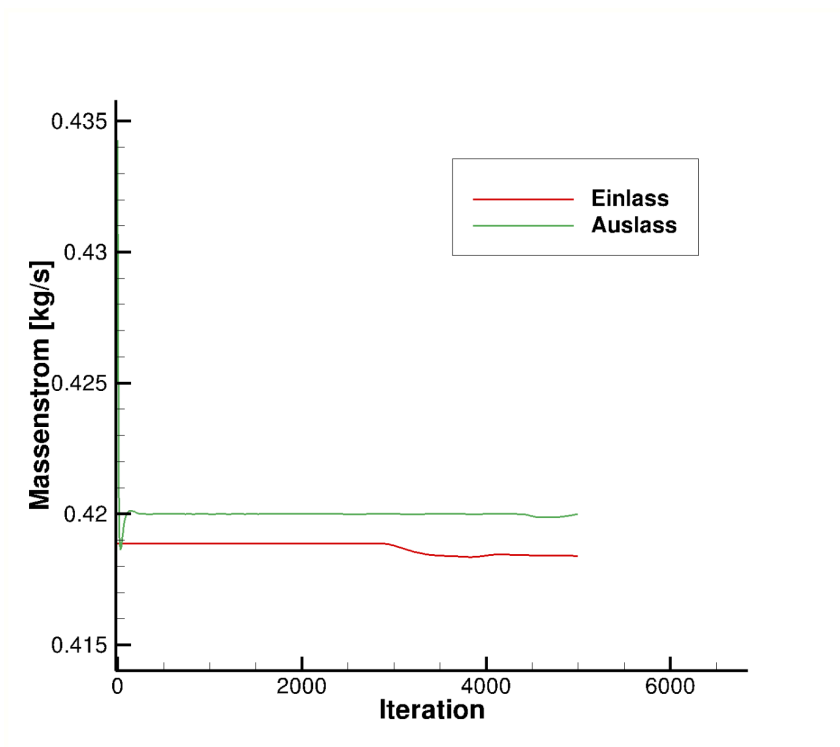


Abbildung 24: Darstellung des Massenstroms über Iteration nach anpassen der Werte am Auslass

6. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Rechnung für das Referenzmodell ausgiebig aufgezeigt. Dabei werden die Ergebnisse dieses Modells mit der Literatur sowie mit experimentellen Daten verglichen und bewertet. Im Anschluss werden die Ergebnisse aus den zuvor in Unterkapitel 5.1.1 aufgelisteten Modellen näher gezeigt und mit dem Referenzmodell verglichen. Neben der Verteilung der Machzahl werden das Geschwindigkeitsfeld sowie die Verschiebung des Freistrahls zur Strahlungsachse dargestellt und beschrieben.

6.1. Referenzmodell

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse des Referenzmodells für den Vergleich der nachstehenden Modelle aufgezeigt. Dafür werden der Machzahlverlauf sowie das Geschwindigkeitsfeld mit den Eigenschaften des Freistrahls im Vergleich zur Literatur dargestellt sowie die Ablenkung der Geschwindigkeitsgrößen. Im Anschluss werden die experimentelle Daten mit den der Simulation verglichen.

6.1.1. Machzahlverlauf

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, weist der SKG im Abschnitt der Messkammer einen weit ausgeprägten Geschwindigkeitsbereich auf. Bei Betrachtung der Machzahl wird dieses deutlich, siehe Abbildung 25. Im Freistrahls wird entlang der Strahlungsachse eine Machzahl von bis zu $Ma = 0,75$ erreicht, während schon bei geringer Entfernung in Y - und Z -Richtung die Geschwindigkeit des Fluids gegen null geht.

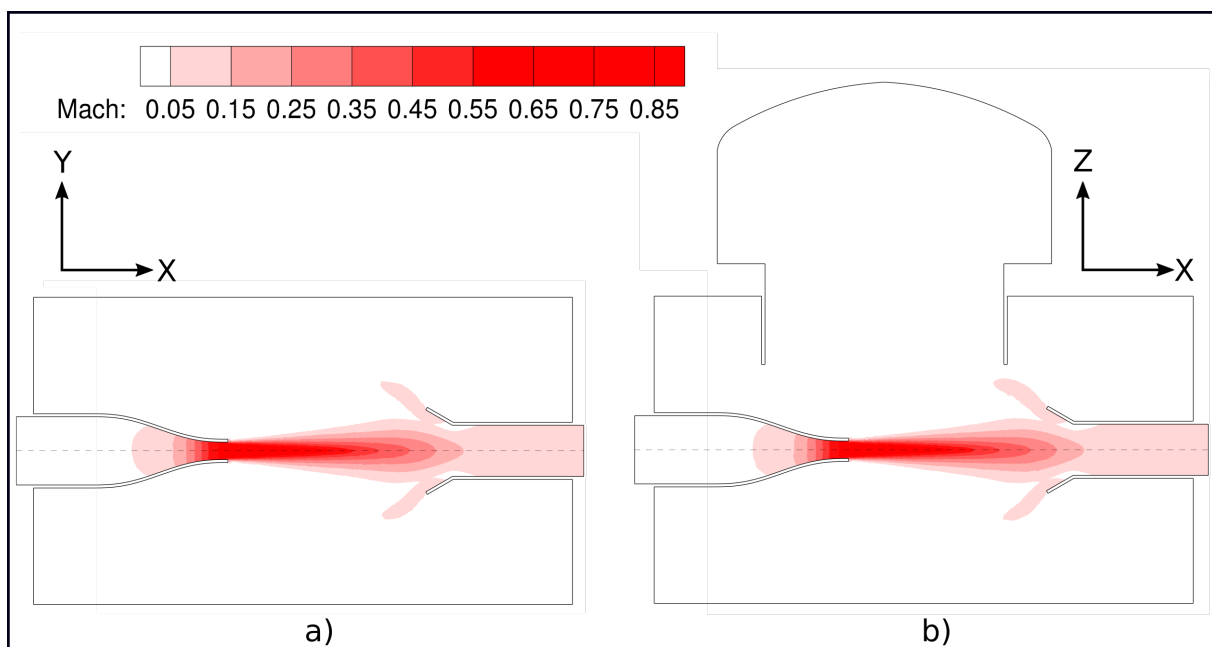


Abbildung 25: Machzahlverlauf des Referenzmodells a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$

In der Abbildung 25 zeigt die Machzahl die Hauptströmung genauso wie den Verlauf des Freistrahls entlang der X -Achse. Mit steigenden Entfernung zur Düse nimmt die Machzahl außerhalb

des Potentialkerns ab. Sichtbar ist, dass sich die Hauptströmung in Abbildung a) ebenso wie in Abbildung b) achsensymmetrisch ausbreitet, was auf eine rotationssymmetrische Form des Freistrahls hindeutet.

6.1.2. Geschwindigkeitsfeld

Die Geschwindigkeit des austretenden Fluids weist, wie in Kapitel 3.5.3 beschrieben, im Bereich des Potentialkerns eine leichte Beschleunigung auf, zu sehen in Abbildung 26 a). Dieser Graph zeigt die dimensionslose Geschwindigkeit im Zentrum des Potentialkerns entlang der entdimensionierten X -Koordinate im Bereich zwischen der Düse und dem Kollektor. Dabei liegt im Mittelpunkt der Düse eine axiale Geschwindigkeit von $u_x = 221,63 \frac{m}{s}$ vor.

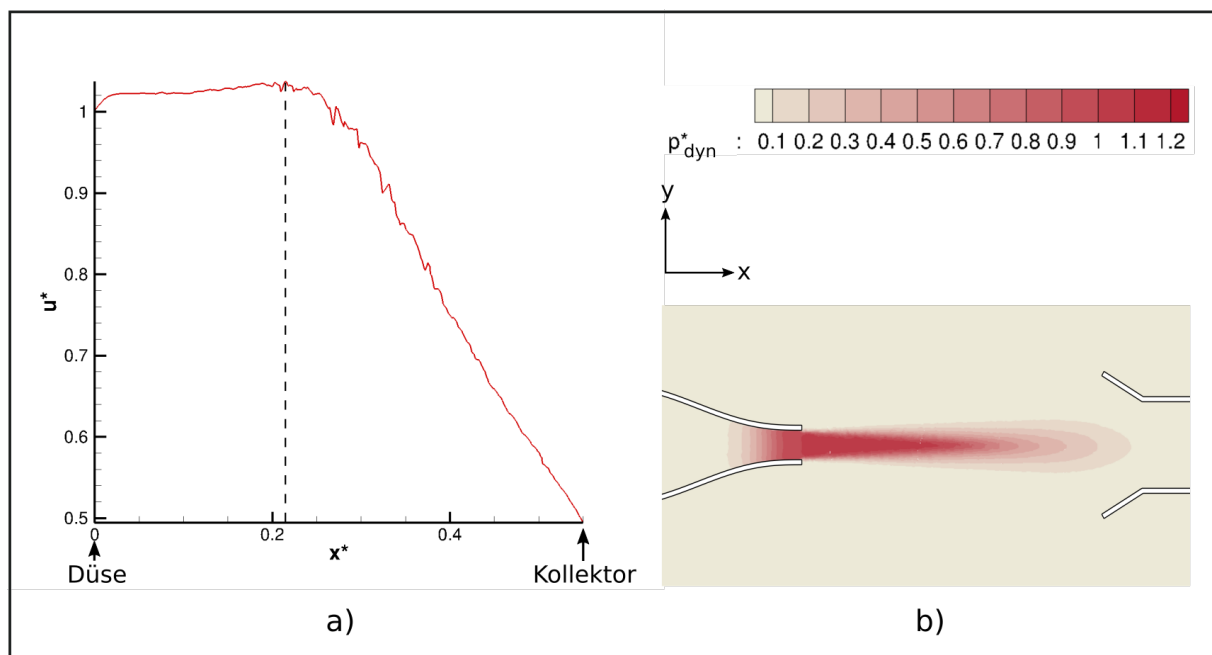


Abbildung 26: Darstellung der dimensionslosen Geschwindigkeit über die Distanz X a), Darstellung des b) dimensionslosen dynamischen Drucks

Zu vermuten ist, dass die Beschleunigung des Fluids mit Beendigung des Nahbereiches und somit am Ende des Potentialkerns, ihr Maximum erreicht hat und im Anschluss durch das Bilden der Scherschicht abgebremst wird. Für die Bestimmung der Distanz x_0 des Potentialkerns wird die Gleichung 3.19 herangezogen.

$$\frac{r_1}{r_0} = 1 - 0,112 \frac{x_0}{r_0}$$

Nach umstellen der Gleichung kann die Distanz des Potentialkerns wie folgt bestimmt werden:

$$\begin{aligned} x_0 &= \frac{(r_0 - r_1)}{0,112} \\ &= \frac{\left(\frac{0,051m}{2} - 0m\right)}{0,112} = 0,2276m \end{aligned}$$

Demnach endet der Potentialkern nach $0,2276\text{ m}$ und die Scherschicht beginnt. Damit dieses verdeutlicht wird, beginnt die Skala bei der Düsenöffnung. Somit fällt auf, dass der ermittelte Wert für den Potentialkern gut mit den simulierten Ergebnissen übereinstimmt, da nach dieser Distanz die Geschwindigkeit des Freistrahls abnimmt. Begründet wird die Beschleunigung des Fluids mit dem Druckunterschied in dem Freistrahls, vergleiche Kapitel 3.5.3. Demnach ändert sich der dynamische Druck im Vergleich zur Umgebung minimal. Dieser steigt leicht an, welches in Abbildung 26 b) entdimensioniert durch den dynamischen Druck am Düsenaustritt zu sehen ist.

In der folgenden Abbildung 27 ist der Vergleich des Totaldruckes der Simulation mit den experimentellen Daten aus einem internen Bericht des DLR Göttingen zu sehen [22]. In den Abbildungen handelt es sich um den entdimensionierten Totaldruck, aufgetragen über die dimensionslosen Koordinaten y^* und x^* . Dabei ist die Ausbreitung des Totaldruckes von der Düse entlang der x -Achse zu sehen. Bei der Abbildung 27 a) wird eine Machzahl von $Ma = 0,7$ mit einem Eingangsdruck von 100 kPa erreicht, während die Vergleichsmessung in Abbildung 27 b) dieselbe Machzahl mit einem Eingangstotaldruck von 50 kPa erreicht wird.

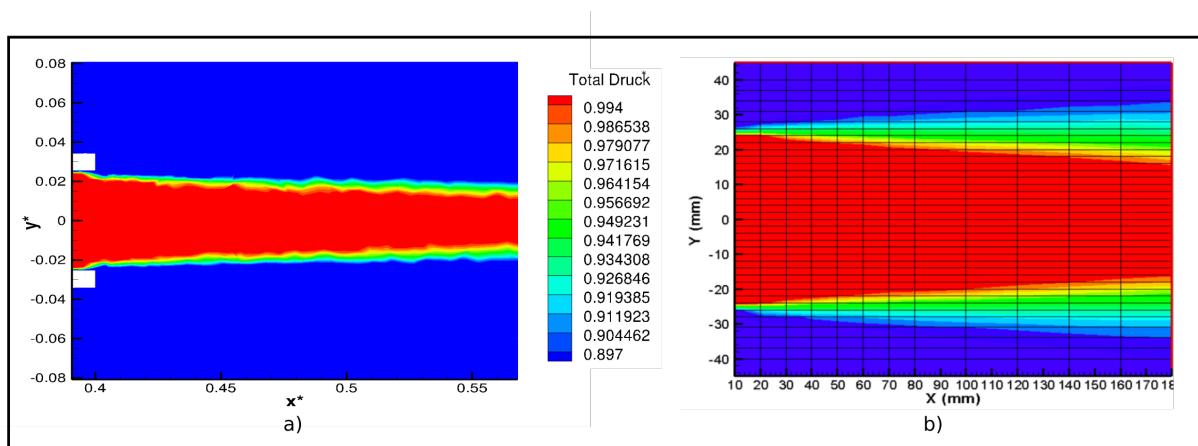


Abbildung 27: Ausschnitt im Y-Schnitt **a)** des dimensionslosen Totaldruckes der Simulation und **b)** des dimensionslosen Totaldruckes des Experiments [22]

In dem Versuch wurde die in dieser Simulation ebenfalls verwendete Unterschalldüse untersucht. Die beiden Abbildungen zeigen, dass sich trotz des Unterschieds am Eingang der selben Effekt der Verteilung des Totaldruckes abbildet. Zu erkennen ist, dass der Totaldruck im Potentialkern des Freistrahls etwas höher ausgeprägt ist als in der gesamten Messkammer, welches die Beschleunigung in diesem Bereich ebenfalls bestätigt. Ebenso ist die Scherschicht an der Strahlrandzone des Potentialkerns durch die Absenkung des Totaldruckes im Bereich von 0,911 bis 0,980 zu sehen.

Die Sekundärströmung in der Messkammer ist in Abbildung 28 und 29 sichtbar. Zu sehen ist die entdimensionierte Geschwindigkeit in X -Richtung sowie die Stromlinien in den dargestellten Schnittebenen $x^* = 6$, $z^* = 0$ und $y^* = 0$. Diese sollen den Strömungsverlauf in der Messkammer aufzeigen und die damit einhergehenden Wirbelbildungen. Stromlinien zeigen einen masselosen Partikel, der sich durch das Strömungsfeld bewegt. Berechnet werden kann dieses beispielsweise anhand eines Geschwindigkeitsvektors [8]. Abbildung 28 a), welche sich mittig zwischen der Düse und dem Kollektor befindet, zeigt durch die Stromlinien, dass der Freistrahls die Sekundärströmung aus der Umgebung mitreißt und beschleunigt. Des Weiteren ist anhand der Rückströmung sowie des Freistrahls zu erkennen, dass eine rotationssymmetrische Verteilung vorliegt. Ebenso ist die geringe Geschwindigkeit außerhalb des Freistrahls zu erkennen, die in manchen Regionen bei $< 3 \frac{m}{s}$ liegt. In der Schnittebene z^* der Abbildung 28 b), sind vor allem die zahlreichen Wirbelbildungen sowie die Rückströmung im Sekundärströmungsfeld zu sehen.

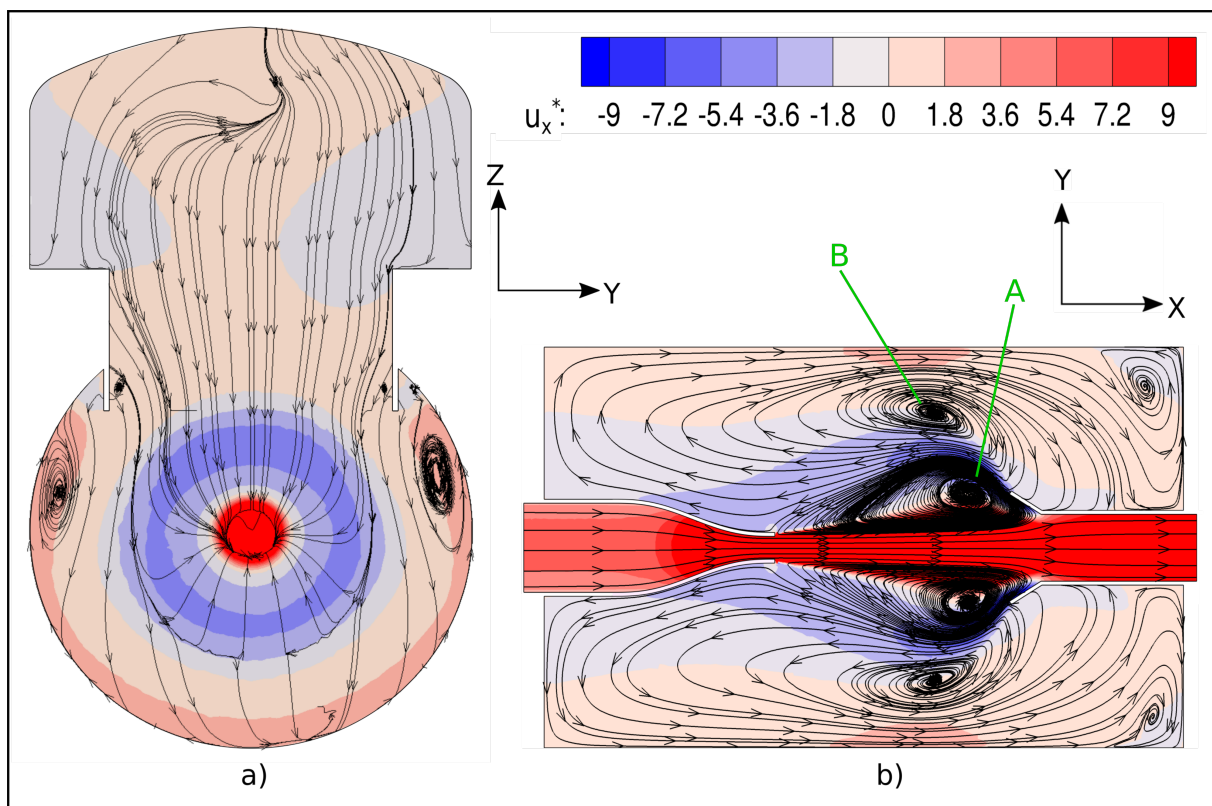


Abbildung 28: Stromlinien der Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsfeld in x -Richtung **a)** im Schnitt $x^* = 6$ und **b)** im Schnitt $z^* = 0$

Ein Teil des Freistrahls trifft auf die Kollektorwand, wobei vor allem an der Strahlrandzone ein Teil des Fluids verdrängt wird und strömt damit zurück zur Düse. Die Rückströmung ist in Abbildung 28 b) deutlich im blauen Bereich zu erkennen. Das Fluid wird vor der Düse erneut in den Freistrahls gezogen, wodurch ein Ringwirbel *A* vor dem Kollektor entsteht, der sich achsensymmetrisch um den Strahl ausbreitet. Durch die Rückströmung entsteht ein Gegenwirbel *B* der sich zwischen dem Messkammergehäuse und dem Ringwirbel *A* ausbildet. Verursacht wird dies durch die Rückströmung, die an der Düse vorbei zur Wand des Sondenkalibrierkanals gelenkt wird und im Anschluss auf den Ringwirbel *B* trifft, wobei die Sekundärströmung mitgerissen wird und sich der Gegenwirbel ausbreitet. Jedoch wird dadurch der Freistrahls an der Düsenöffnung

nicht beeinflusst. In der Abbildung 29 sind weitere Wirbelsysteme im Deckel der Messkammer zu erkennen. Diese besitzen mit ca. $3 \frac{m}{s}$ im Vergleich zum Freistrahls keine hohe Geschwindigkeit und können sich dennoch durch das hohe Volumen der Messkammer ausbreiten. Sowohl in der Abbildung 28 also auch der Abbildung 29 ist die Symmetrie des Freistrahls gut zu erkennen.

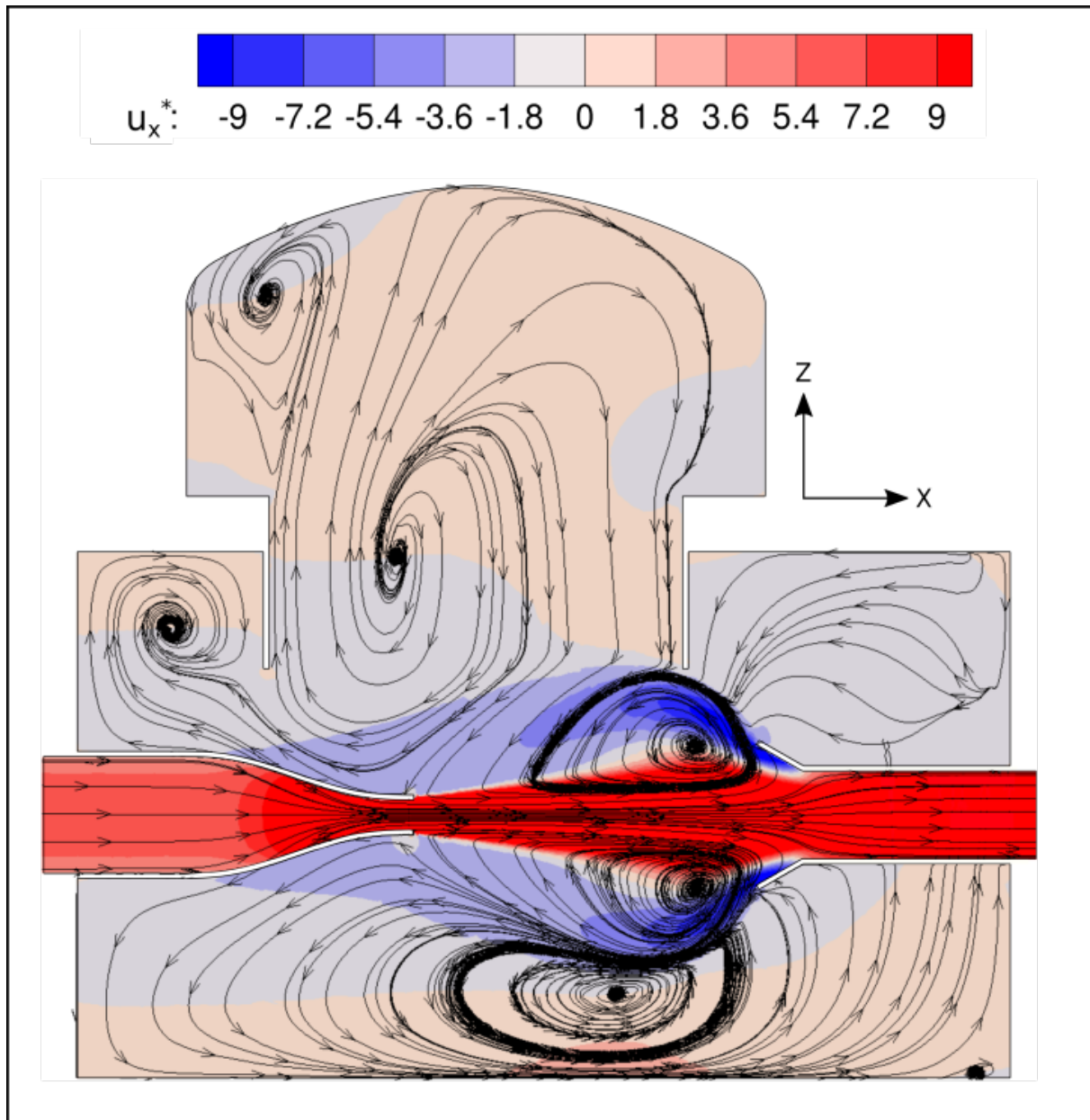


Abbildung 29: Stromlinien der Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsfeld in x-Richtung im Schnitt $y^* = 0$

6.1.3. Strömungswinkel

Da die Sonden in ein bekanntes Strömungsgebiet kalibriert werden müssen, ist die Achsensymmetrie ein wichtiger Punkt in dieser Bachelorarbeit. Dafür wird die Verschiebung des Freistrahls von der Düse bis zum Kollektor näher betrachtet. Diese bildet sich in diesem Falle aus den resultierenden dimensionslosen Geschwindigkeiten u_x^* und u_y^* . Bestimmt wird der Winkel, der

sich aus der resultierenden Gegenkathete und der jeweiligen Ankathete bildet, zu sehen in den folgenden Gleichungen:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{u_y^*}{u_x^*}\right) \quad (6.1a)$$

$$\beta = \arctan\left(\frac{u_x^*}{u_z^*}\right) \quad (6.1b)$$

Bei der Darstellung dieser Ablenkung wird in der folgenden Abbildung 30 der $\arctan 2$ verwendet. Dabei handelt es sich um eine erweiterte Version der inversen Winkelfunktion Arkustangens, die im Gegenzug zwei reelle Zahlen als Argument verwendet. Diese Funktion bildet somit einen Funktionsbereich von 360° ab. Die Umrechnung dieser Winkel mit denen aus dem Kapitel 2.4 wird nicht vorgenommen, da nur die Drehung um den Winkel α erfolgt. Demnach wird bei der Betrachtung des Strömungswinkel β , keine Verschiebung um α vorgenommen, somit wird in dem Fall $\alpha = 0^\circ$ angenommen. Die Verschiebung des Freistrahls ist für das Referenzmodell in der folgenden Abbildung 30 zu sehen. Dabei zeigt der Winkel α die horizontale Verschiebung in der Abbildung a) und der Winkel β die vertikale Verschiebung in der Abbildung b).

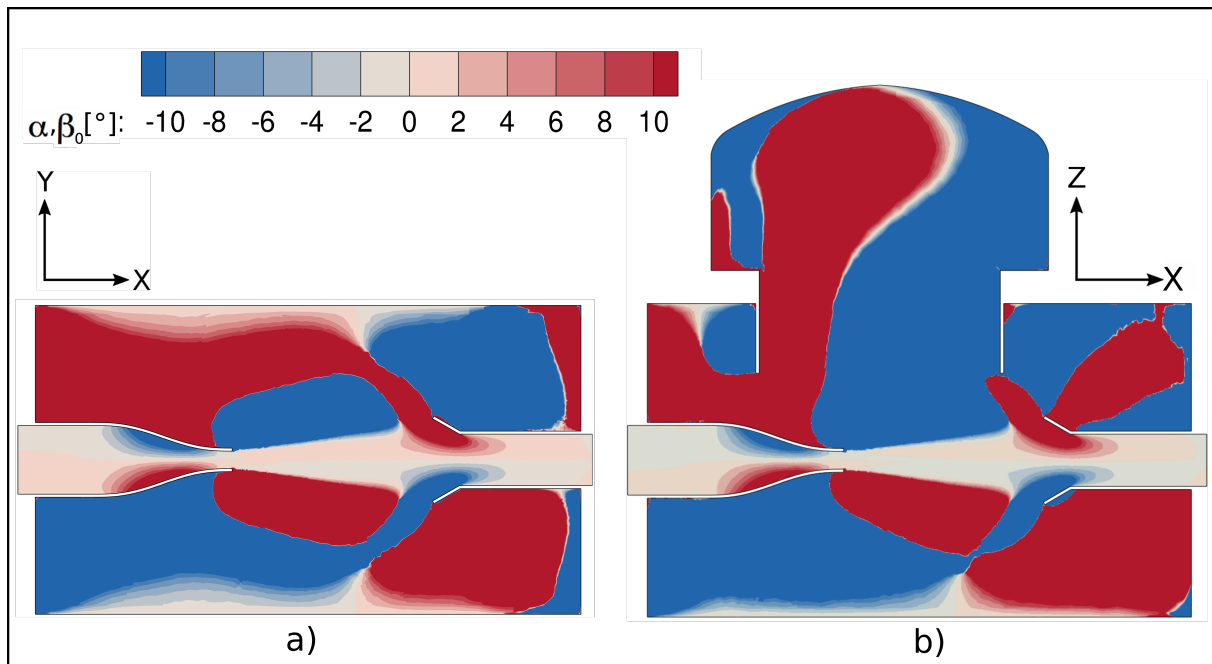


Abbildung 30: Winkel der Geschwindigkeitsresultierende aus u_x und u_y , a) mit Winkel α im Schnitt $z^* = 0$ und b) den Winkel β im Schnitt $y^* = 0$

Bei der negativen Verschiebung, hier in Blau dargestellt, befindet sich die Resultierende in den unteren mathematischen Quadranten, somit erfolgt eine Verschiebung entgegen der Y , X -Achse. Die positive Verschiebung, hier in Rot, zeigt sich dabei entlang der X , Z -Achse. Zu sehen ist, dass das Fluid in der Querschnittsverjüngung zur Mitte gelenkt wird. Ebenso wird am Freistrahtrand die Zuströmung in den Freistrahл sichtbar. Beim Eintritt in den Kollektor bildet sich am Kegel die Ablenkung in die Messkammer. Der relativ starke Übergang zwischen den Winkeln entsteht durch den Wechsel vom vierten in den dritten Quadranten. Es liegt immer noch ein minimaler

Unterschied zwischen den Winkeln vor, jedoch wird dieser durch die Eingrenzung der Skala verstärkt, da der Freistrah in dieser Bachelorarbeit im Vordergrund steht.

6.1.4. Vergleich mit experimentellen Daten

Für die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse wird die Simulation des Referenzmodells mit experimentelle Daten aus einem internen Bericht verglichen. [22] Dafür werden bei der Simulation die Daten im Zentrum des Potentialkerns bei $y^* = 0$ und $z^* = 0$ entlang der Strahlungsachse X im Bereich von $x^* = -2,8$ bis $x^* = 2$ ausgelesen. Dabei handelt es sich jeweils um die dimensionslose X -Koordinate. Die Abbildung 31 zeigt die Graphen des Experiments sowie die Daten der Simulation.

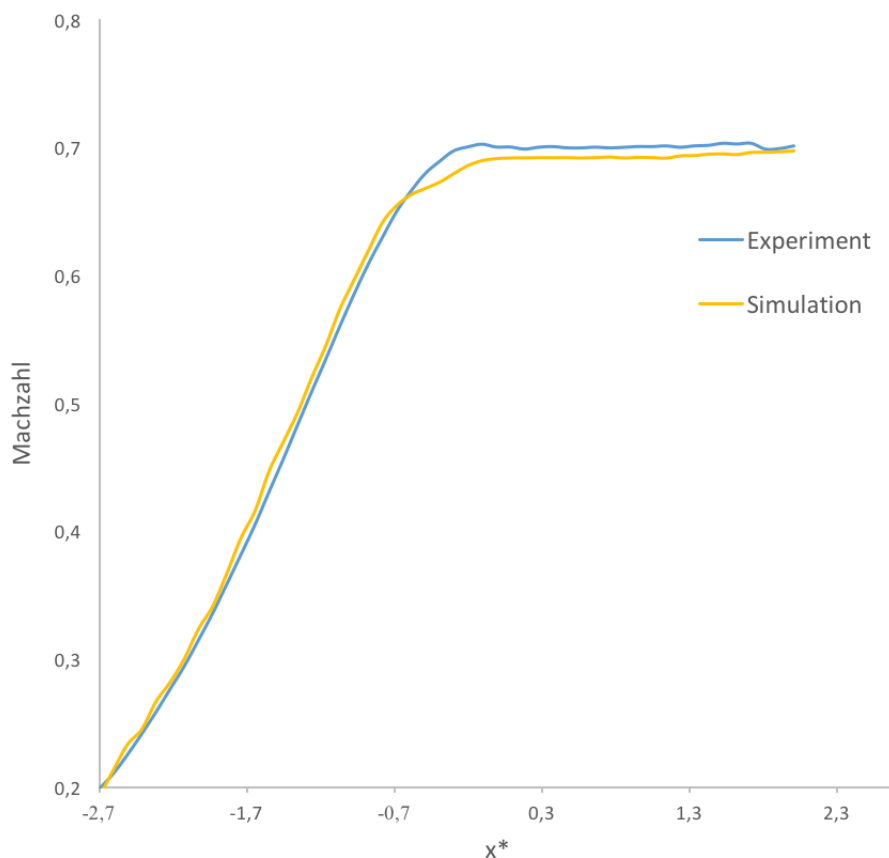


Abbildung 31: Verlauf der Machzahl über die dimensionslose x-Koordinate der Ergebnisse aus dem Experiment und der Simulation

Beide Verläufe erreichen nach dem Austritt aus der Düse nach einer bestimmten Distanz eine Machzahl von $Ma = 0,7$. Ein signifikanter Unterschied liegt jedoch bei ca. $x^* = -0,7$. Dieser kann durch die Geometrie der Sonde im Experiment hervorgerufen werden. Da die Sonde in diesem Bereich zu einer Verengung des Strömungsquerschnitts führt.

Jedoch liegt eine gute Übereinstimmung der Werte vor, sodass die Simulation als hinreichend genau bezeichnet werden kann und die Ergebnisse als plausibel angesehen werden.

6.2. Positioniereinheit ohne Sonde

Im Folgenden wird die Messkammer mit der Positioniereinheit ohne Sonde im Strömungsfeld simuliert. Dabei wird zuerst der Machzahlverlauf im Vergleich zum Referenzmodell betrachtet und anschließend das Geschwindigkeitsfeld sowie die Verschiebung des Freistrahls.

Der Machzahlverlauf ist in Abbildung 32 zu sehen, dabei sind die Bestandteile der Positioniereinheit dargestellt und beschriftet. Der Sondenhalter ist hierbei achsensymmetrisch in der Strahlungsachse X zum Freistrahл ausgerichtet und zeigt somit nur geringe Abweichungen des Freistrahls.

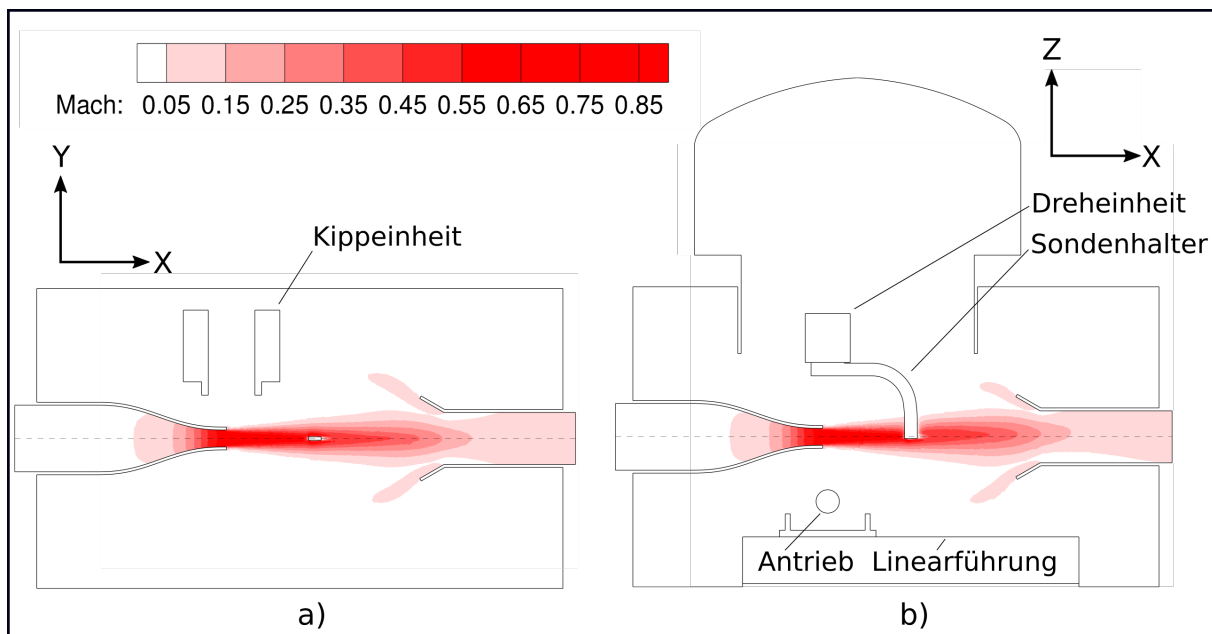


Abbildung 32: Machzahlverlauf mit Positioniereinheit und Sonde **a)** im Schnitt $z^* = 0$, **b)** im Schnitt $y^* = 0$

Bei der Draufsicht, dargestellt in Abbildung 32 a), zeigt sich keine signifikante Verschiebung des Freistrahls. Die Strömung und somit der Machzahlverlauf ist ähnlich wie im Referenzmodell. Ausschließlich die Umströmung des Sondenhalters weist in diesem Bereich eine kleine Querschnittsvergrößerung des Freistrahls auf. Jedoch ist diese zu minimal ausgeprägt, als dass ein deutlicher Unterschied zum Referenzmodell zu sehen wäre. Bei der Seitenansicht im Schnitt $y^* = 0$ der Abbildung 32 b) ist in dem Bereich des Freistrahls wiederum eine leichte Verschiebung in der positiven Z Richtung zu sehen, zu erkennen an der Asymmetrie des Freistrahls zur eingezeichneten Mittellinie. Der Sondenhalter lenkt mit seiner Geometrie den Freistrahл ein wenig ab. Dabei ist ein minimaler Anstieg der Machzahl über die X -Achse zu sehen, welche zu einer Zunahme der zurückgelegten Distanz des Potentialkerns führt. Das Modell der Positioniereinheit ohne Sonde weist eine maximale Machzahl im Bereich nach dem Sondenhalter von $Ma = 0,75$ auf.

Verdeutlicht wird der Unterschied der Modelle durch folgende Abbildung 33. Diese Abbildung zeigt in a) die Machzahl kurz nach der Düsenöffnung bei $x^* = 0$ und in b) kurz vor dem Kolle-

tor bei $x^* = 11$, kenntlich durch die blaue Schnittdarstellung in der Volumendarstellung. Dabei ist die Machzahl über die dimensionslose Koordinate y^* aufgetragen. Auffällig in der Abbildung 33 b) ist die hohe Geschwindigkeit am Kollektor bei der Simulation der Positioniereinheit ohne Sonde. Während an dieser Stelle die Machzahl des Referenzmodells bei $Ma = 0,33$ liegt, weist das Modell der Positioniereinheit ohne Sonde eine höhere Machzahl von $Ma = 0,385$ auf. Da bei der numerischen Konfiguration am Auslass ein fester Massenstrom als Parameter eingestellt wurde, ist die Vermutung, dass das Fluid bei der Positioniereinheit ohne Sonde durch das geringere Volumen schneller die Messkammer durchströmt. Jedoch besteht ausschließlich nur ein kleiner Unterschied der Machzahl an der Düsenöffnung, siehe Abbildung 33 a). Des Weiteren ist zu erkennen, dass der Durchmesser des Freistrahls am Kollektor etwas kleiner ausgeprägt ist als bei dem Referenzmodell.

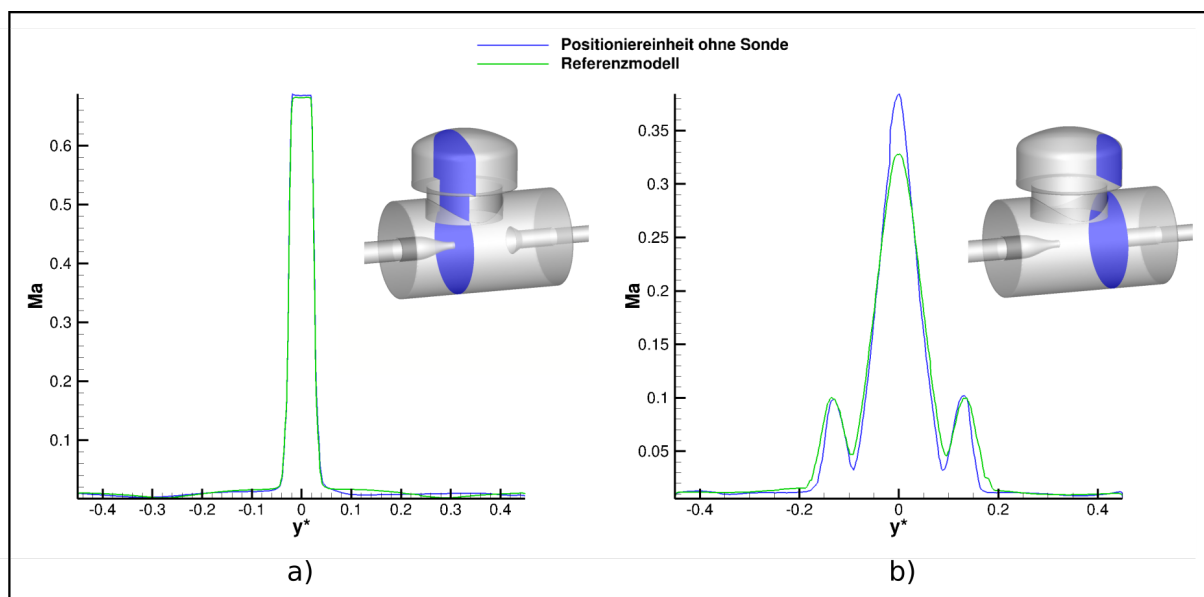


Abbildung 33: Vergleich der Machzahl bei dem Referenzmodell und der Positioniereinheit ohne Sonde **a)** bei $x^* = 0$ am Düsenaustritt und **b)** bei $x^* = 11$ vor dem Kollektor

Das Geschwindigkeitsfeld in der Sekundärströmung hat sich ebenso gegenüber dem des Referenzmodells verändert. Während sich der Ringwirbel *A* in der Abbildung 34 a) erneut achsensymmetrisch ausbreitet, haben sich die restlichen Wirbel in der Messkammer verschoben. Die Rückströmung ist in der Abbildung 34 im Vergleich zum Referenzmodell etwas schwächer ausgeprägt, da die Geometrie der Positioniereinheit die Rückströmung etwas behindert und erneut umlenkt. Es entsteht der Wirbel *B*, jedoch ist dieser nicht mehr achsensymmetrisch ausgerichtet. In Abbildung 34 b) ist deutlich die stärkere Rückströmung unterhalb des Freistrahls zu sehen, welche oberhalb durch den Sondenhalter verhindert wird. Demnach ist die Rückströmung und somit auch der Ringwirbel nicht mehr rotationssymmetrisch. Dafür spricht die Verschiebung des Freistrahls in positive Z -Richtung des Schnittes. Des Weiteren sorgt der Sondenhalter für die Eindämmung des Ringwirbels oberhalb des Freistrahls. Während der Ringwirbel unterhalb des Freistrahls im Vergleich größer ausgeprägt ist und sich somit über den gesamten Bereich zwischen der Düse und dem Kollektor erstreckt. Die Umlenkung der Ringwirbel geschieht in der Messkammer durch die nun vorhanden Geometrien der Positioniereinheit, somit bilden sich

dadurch an anderen Positionieren in der Messkammer weitere Ringwirbel.

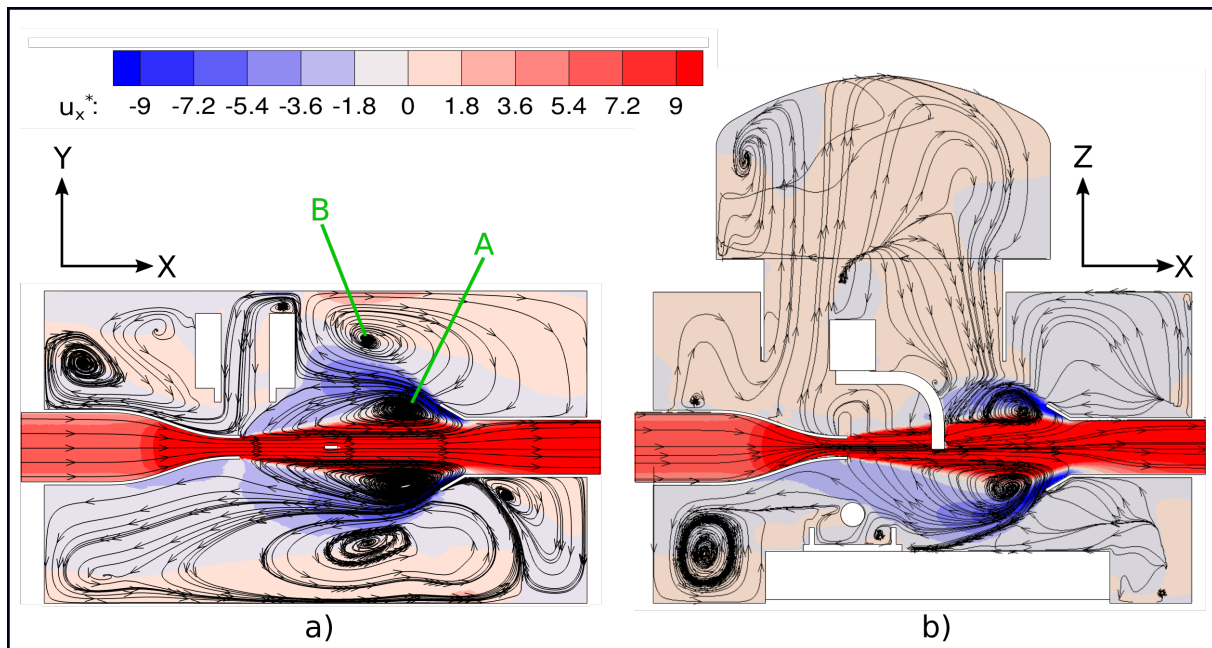


Abbildung 34: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit Positioniereinheit ohne Sonde **a)** im Schnitt $z^* = 0$, **b)** im Schnitt $y^* = 0$

Die Abbildung 35 zeigt die Verschiebung der Strömung mit derselben Skala wie die des Referenzmodells. In Abbildung a) ist derselbe achsensymmetrische Verlauf wie in dem Referenzmodell zu sehen. Ausschließlich der Sondenhalter hat eine minimale Auswirkung auf die Verschiebung. In der vergrößerten Ansicht ist zu sehen, dass der Sondenhalter beim Auftreffen der Strömung umströmt wird. Jedoch liegen in diesem Bereich nur geringe Strömungswinkel vor. Das Fluid wird in die jeweilige Richtung abgelenkt und nach dem Objekt wieder zusammengeführt.

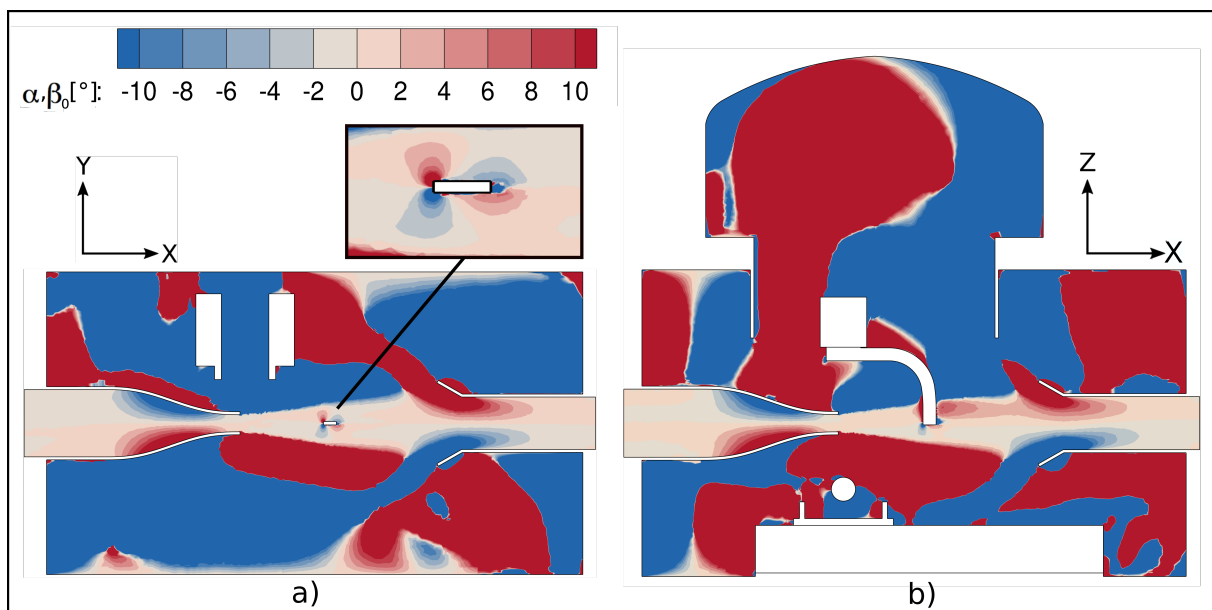


Abbildung 35: Winkel der Geschwindigkeitsresultierende mit Positioniereinheit ohne Sonde **a)** mit α im Schnitt $z^* = 0$, **b)** mit β im Schnitt $y^* = 0$

Bei der Abbildung 35 b) ist direkt hinter dem Sondenhalter ein kleiner Bereich mit einer positiven Verschiebung zu sehen. Diese zeigt die Verschiebung in positive Z -Richtung des Freistrahls nach der Geometrie auf. Ebenso ist vor dem Kollektor oberhalb nur eine geringe Verschiebung zu sehen. Demnach strömt unterhalb des Freistrahls wesentlich mehr vom Kollektor in die Messkammer als oberhalb. Hervorgerufen durch die positive Verschiebung des Freistrahls in Z -Richtung, da die Hauptströmung zur Mittellinie der Düsenöffnung verschoben ist.

Für eine bessere Auflösung der Verschiebung des Freistrahls wird in der folgenden Abbildung 36 die Skalierung der Messkammer in einem Bereich von -2° bis 2° dargestellt. Des Weiteren wird nur die Seitenansicht im Schnitt $y^* = 0$ gezeigt, da sich das Fluid ausschließlich in Z -Richtung ablenkt. Der Freistrahl ist in der Schnittebene $z^* = 0$, genau wie im Referenzmodell, achsensymmetrisch. Die folgende Abbildung 36 zeigt dabei das Referenzmodell a) und das Modell mit der Positioniereinheit ohne Sonde b) im Schnitt.

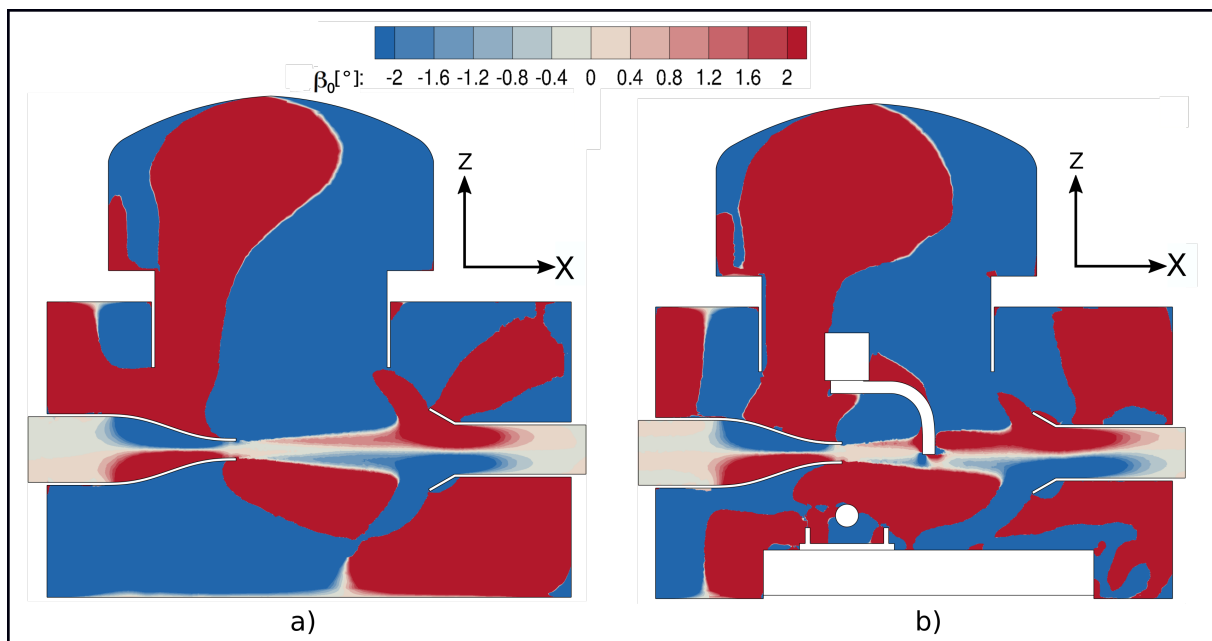


Abbildung 36: Geschwindigkeitswinkel β im Referenzmodell a) und mit Positioniereinheit ohne Sonde b)

In Abbildung 36 b) ist im Vergleich zum Referenzmodell a) nun keine Achsensymmetrie zu sehen. Auffällig ist, dass sich das Fluid im Freistrahl vor dem Sondenhalter schon minimal positiv ablenkt. Ebenso ist im oberen Bereich des Freistrahls zu erkennen, dass sich zwischen der Düse und dem Sondenhalter das Fluid positiv ablenkt. Im unteren Bereich lenkt sich das Fluid in negative Richtung vor dem Sondenhalter ab. Dieser Vorgang entsteht durch das Umströmen des Sondenhalters in der Y -Ebene. Nachdem der Sondenhalter umströmt ist, bilden sich wieder die Verschiebungsbereiche am Kollektor aus. Jedoch sorgt der Sondenhalter für ein Anhalten der Verschiebung des Freistrahls bis zur Auflösung der positiven Verschiebung. Die negative Rückströmung entsteht erst vor dem Kollektor, dafür ist diese Verschiebung länger ausgeprägt.

6.3. Positioniereinheit mit Sonde

In diesem Fall wird die Positioniereinheit mit der konstruierten Sonde, siehe Abbildung 14, in der Messkammer simuliert. Die Ausrichtung der Sonde bleibt, wie in dem Unterkapitel 5.1.1 beschrieben, achsensymmetrisch im Freistrah. Die Betrachtung der Ergebnisse wird ebenfalls mit dem Referenzmodell verglichen.

Abbildung 37 zeigt den Machzahlverlauf dieses Modells. Wie bei dem vorherigen Kapitel ist im Schnitt $z^* = 0$ der Abbildung a) keine Verschiebung zu erkennen. Die Sonde wird vom Freistrah umströmt, wobei jedoch auffällig ist, dass der Potenzialkern des Freistrahls länger ausgeprägt ist als bei dem Referenzmodell oder bei dem Modell der Positioniereinheit ohne Sonde. Demnach hält die Beschleunigung des Fluids um die Sonde herum an.

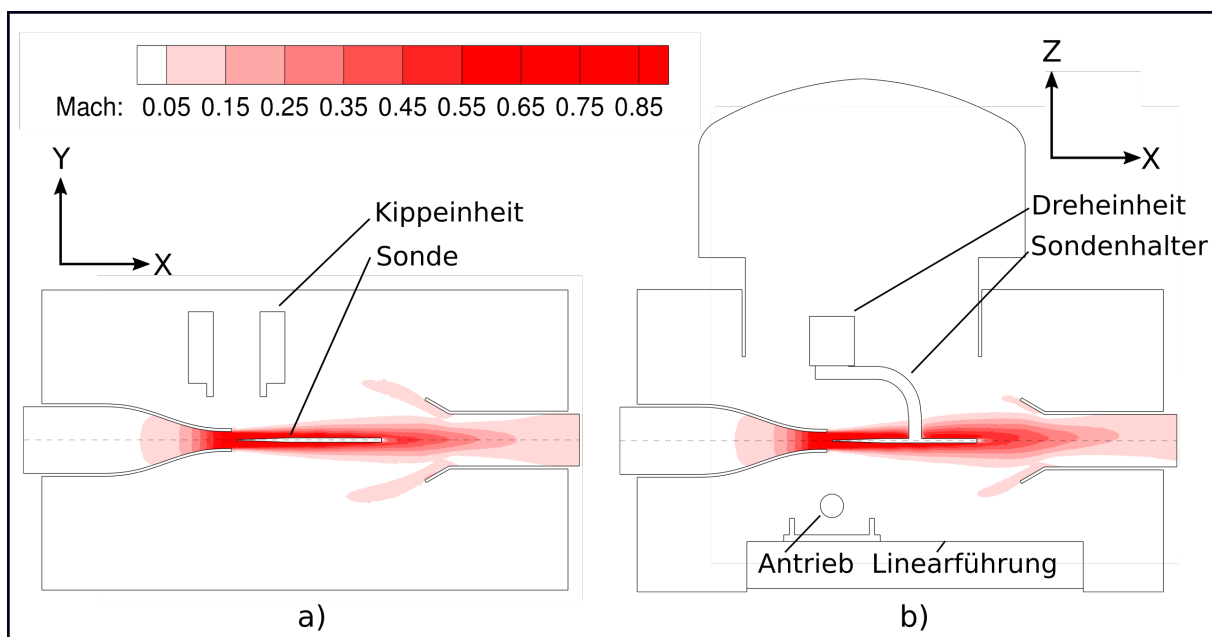


Abbildung 37: Machzahlverlauf mit Positioniereinheit und Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$

Die Verschiebung des Freistrahls ist in Z-Richtung nicht mehr so groß ausgeprägt wie bei dem Modell der Positioniereinheit ohne Sonde, siehe Abbildung 37 b). Des Weiteren ist zu sehen, dass auch in dieser Abbildung eine höhere Geschwindigkeit im Bereich des Kollektors vorliegt.

Um dieses ebenfalls besser darstellen zu können, zeigt die nächste Abbildung 38 den Vergleich zwischen dem Referenzmodell und der Positioniereinheit mit Sonde. Dabei sind die Abbildungen an der selben Position wie bei dem vorherigen Modell entstanden. Die Abbildung 38 a) zeigt den Machzahlverlauf am Düsenaustritt bei $x^* = 0$ und die Abbildung 38 b) zeigt erneut den Machzahlverlauf vor dem Kollektor bei $x^* = 11$. Deutlich zu erkennen ist, dass bereits an der Düsenöffnung ein Unterschied der Machzahl vorliegt, jedoch ist dieser sehr gering ausgeprägt. Die Positioniereinheit mit Sonde weist in diesem Schnitt einen Unterschied von ca. $Ma = 0,05$ auf. Wie bei dem vorherigen Modell besitzt das Referenzmodell eine kleine Ausprägung der Machzahl vor dem Kollektor gegenüber der Positioniereinheit mit Sonde. Dabei ist deutlich zu

erkennen, dass dieses Modell mit einer Machzahl von $Ma = 0,451$ höher ausgeprägt ist als bei dem Referenzmodell. Somit liegt ein Unterschied von 36,67 % vor. Vermutet wird, dass die Sonde den Freistrahlbereich verengt und somit durch den festen Massenstrom am Auslass die Geschwindigkeit erneut ansteigt. Der Durchmesser des Freistrahls ist hierbei etwas geringer ausgeprägt als bei dem Referenzmodell. Zu erwarten ist, dass auch in diesem Fall der Radius des Freistrahls durch die Sonde zunimmt. Die Reduzierung des Durchmessers kann unter anderem durch die entstehenden Wirbel an dem Kollektor entstehen.

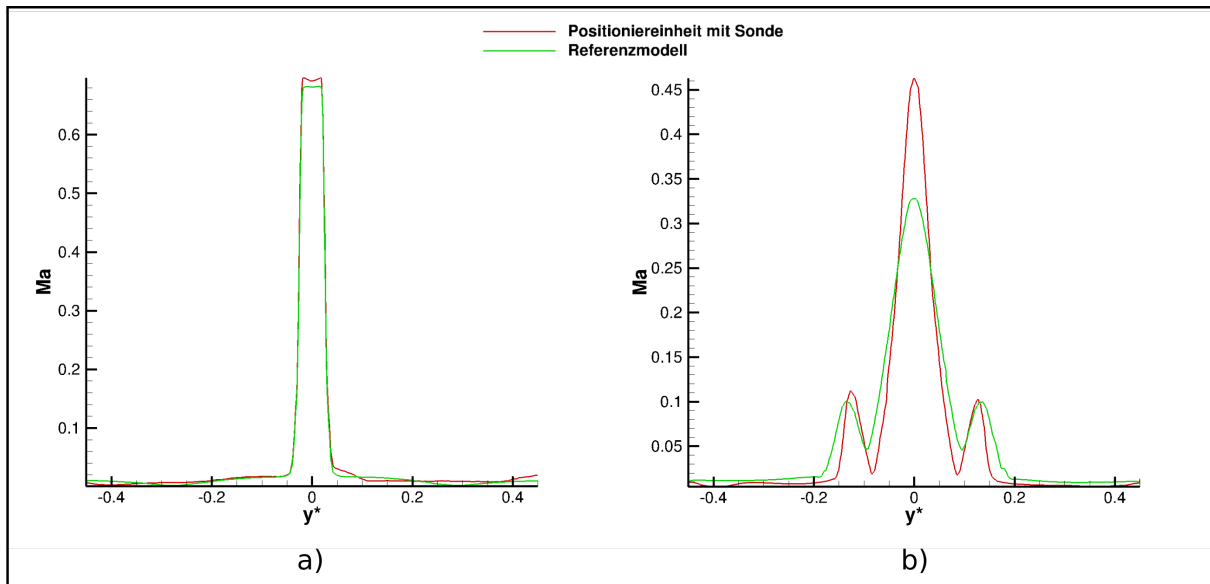


Abbildung 38: Vergleich der Machzahl bei dem Referenzmodell und der Positioniereinheit mit Sonde a) bei $x^* = 0$ am Düsenaustritt und b) bei $x^* = 11$ vor dem Kollektor

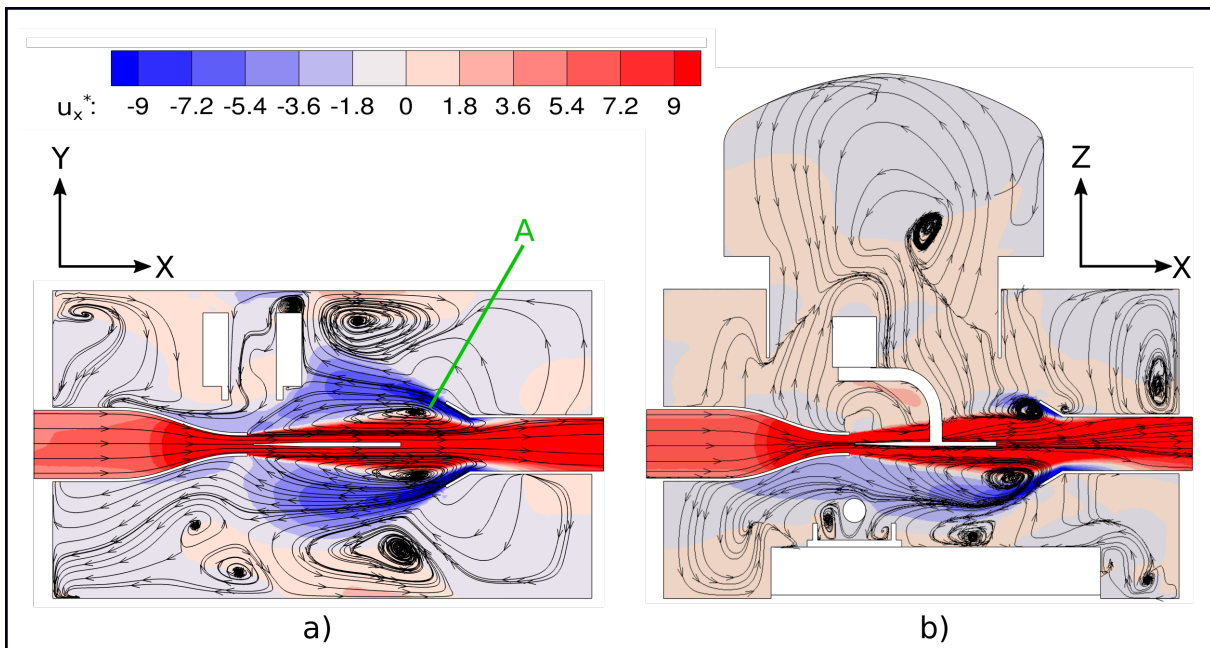


Abbildung 39: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit Positioniereinheit mit Sonde a) im Schnitt $z^* = 0$, b) im Schnitt $y^* = 0$

Die Geschwindigkeitsverteilung ähnelt sehr stark dem Fall der Positioniereinheit ohne Sonde. Die Rückströmung ist in beiden Ansichten der Abbildung 39 beinahe identisch groß ausgeprägt wie beim vorherigen Fall. In Abbildung a) wird die Rückströmung oberhalb des Freistrahls wieder leicht von der Positioniereinheit leicht abgelenkt und in Abbildung 39 b) ist ebenfalls eine starke Rückströmung unterhalb des Freistrahls zu sehen. Die Wirbelbildung hat sich zum Referenzmodell sowie zum Modell der Positioniereinheit ohne Sonde verändert. In der Abbildung a) haben die Ringwirbel am Freistrahls, vor dem Kollektor nur Gegenwirbel, die sich anschließend in kleine Wirbel aufteilen. Der Freistrahls ist jedoch in dieser Abbildung zentral ausgerichtet, genau wie der Ringwirbel A symmetrisch angeordnet ist. Die Abbildung 39 b) zeigt genauso die Einschränkung des Ringwirbels oberhalb des Freistrahls durch den Sondenhalter. Jedoch haben diese Wirbelbildungen auch in diesem Modell keine Auswirkung auf den Freistrahls, weder an der Düsenöffnung noch im weiteren Verlauf des Freistrahls. Somit wird der Freistrahls nicht durch die Wirbel verschoben oder beeinflusst. Ebenso wie die großen Ringwirbel unterhalb des Freistrahls sowie die Verschiebung des Freistrahls in der Z-Richtung. Die Stromlinien zeigen diese Verschiebung nach der Sonde hervorragend. Diese werden am Ende wieder symmetrisch im Auslass verteilt, jedoch entsteht durch die Sonde und den Sondenhalter eine Verschiebung in positive Richtung.

Bei der Betrachtung der Verschiebungswinkel in diesem Modell bildet sich eine etwas andere Darstellung aus als vermutet. Dabei wurde davon ausgegangen, dass sich an der Sonde entlang eine Grenzschicht aufbaut und somit die Geometrie ohne große Verschiebung umströmt wird. Die folgende Abbildung 40 zeigt die Verschiebung a) in der Schnittdarstellung $z^* = 0$. Deutlich wird, dass die Strömung am Freistrahlsrand anfängt zu schwingen. Das Fluid lenkt sich durch den Ringwirbel immer wieder in kleinen Abständen, unterschiedlich stark in den Freistrahls zurück. Ebenfalls ist dabei eine Achsensymmetrie zu erkennen. Die Sonde sorgt für eine Vergrößerung der Scherschicht im Freistrahls, jedoch ist diese Auswirkung nur gering ausgeprägt.

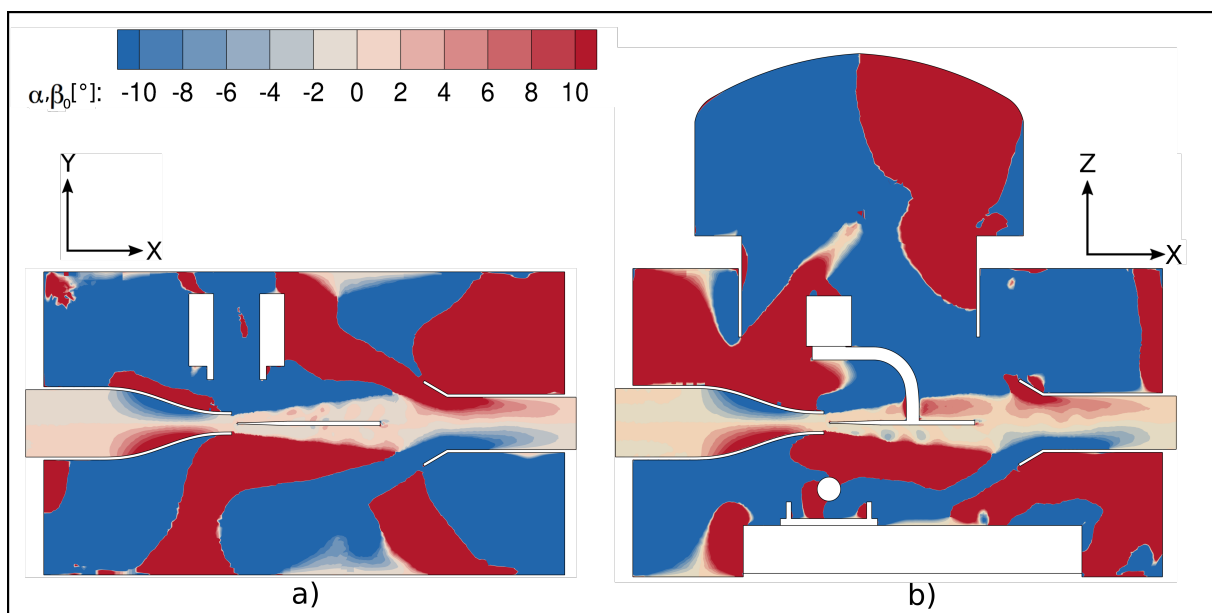


Abbildung 40: Winkel der Geschwindigkeitsresultierende aus u_x und u_y , a) im Schnitt α , b) im Schnitt β

In Abbildung 40 b) werden in der Schnittebene $y^* = 0$ diese Schwingungen unterhalb des Freistrahls nochmal deutlicher. Die Verschiebung durch den Sondenhalter, ruft dasselbe Phänomen wie bei dem Modell Positioniereinheit ohne Sonde hervor. Der Freistrahls wird positiv abgelenkt, zu erkennen durch die kleinen roten Bereiche hinter dem Sondenhalter.

Um erneut eine weitere Einschätzung über den Freistrahls treffen zu können, wird die Skalierung wieder bei der Schnittebene $y^* = 0$ im Bereich von -2° bis 2° gesetzt. Die folgende Abbildung 41 zeigt die Darstellung des Referenzmodells a) und das Modell der Positioniereinheit mit Sonde b).

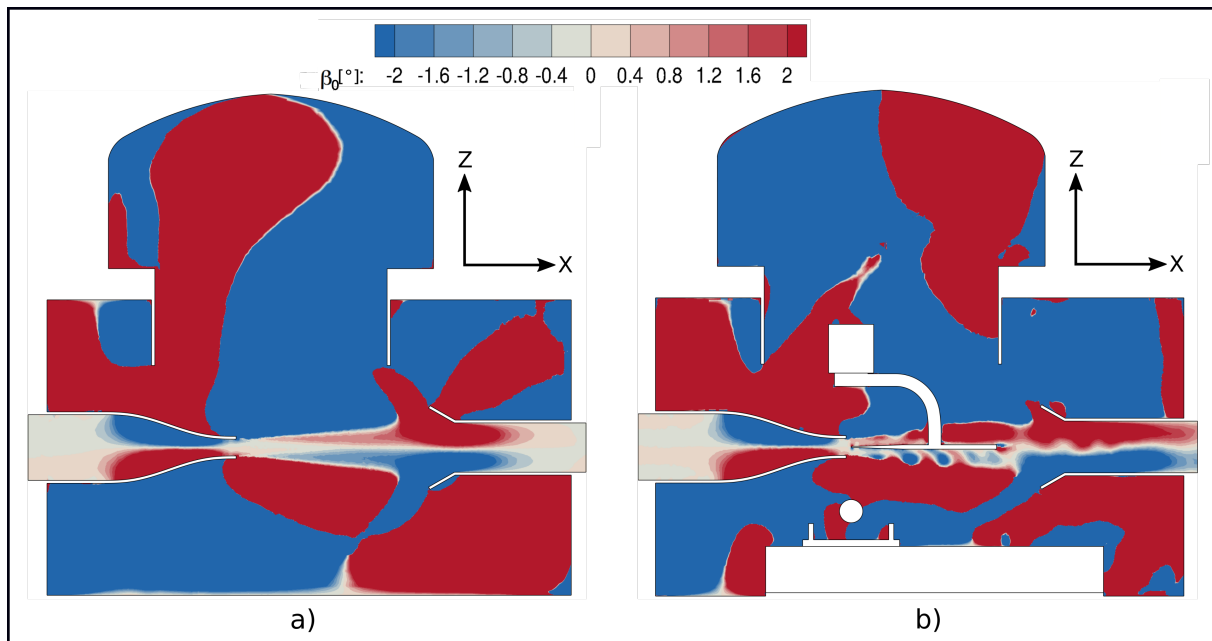


Abbildung 41: Geschwindigkeitswinkel β im Referenzmodell a) und mit Positioniereinheit mit Sonde b)

In Abbildung b) ist unterhalb der Sonde die immer wieder auftretende Verschiebung der Strömung in negative Richtung zu sehen. Des Weiteren ist die Verschiebung des Freistrahls noch deutlich länger im Kollektor zu erkennen. Auch in diesem Bereich entstehen noch Schwankungen. Die ständige Ablösung der Strömung an der Sonde zeigt die Schwankungen am Freistrahlsrand.

6.4. Positioniereinheit mit verdrehter Sonde

In diesem Unterkapitel wird die Sonde mittels der Positioniereinheit um jeweils den Winkel $\alpha = 21^\circ$ positiv und negativ gedreht. Dabei werden erneut zuerst die Machzahl und das Geschwindigkeitsfeld aufgezeigt. Im Anschluss wird die Ablenkung des Freistrahls in der Z-Ebene betrachtet.

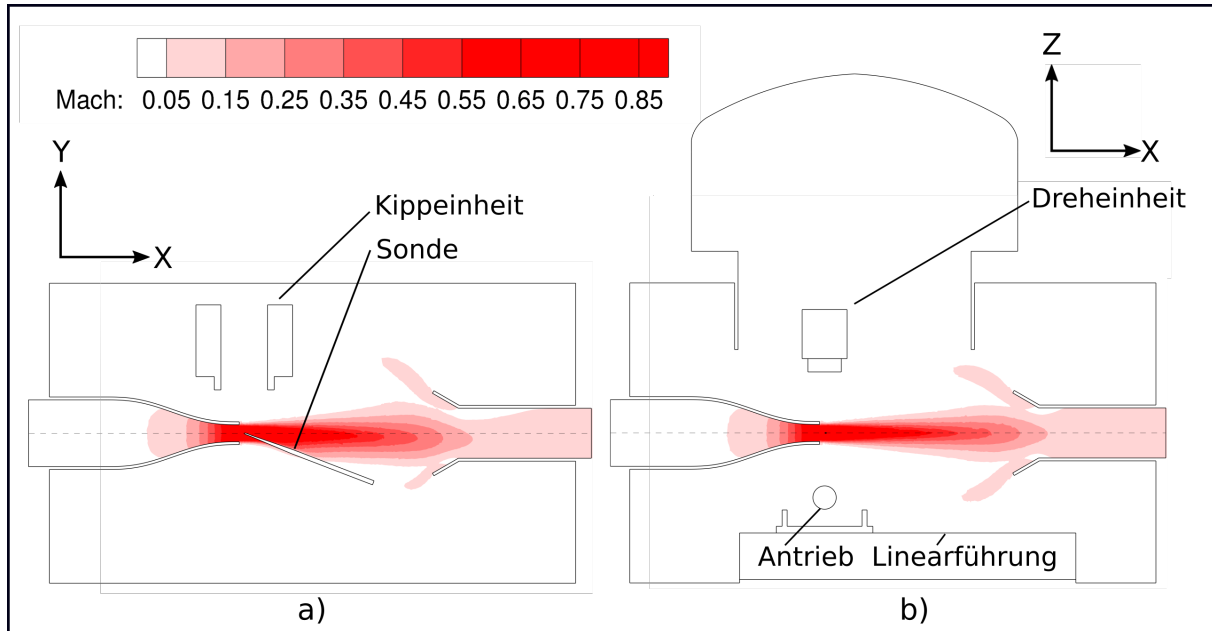


Abbildung 42: Machzahlverlauf mit negativ verdrehter Positioniereinheit **a)** im Schnitt $z^* = 0$, **b)** im Schnitt $y^* = 0$

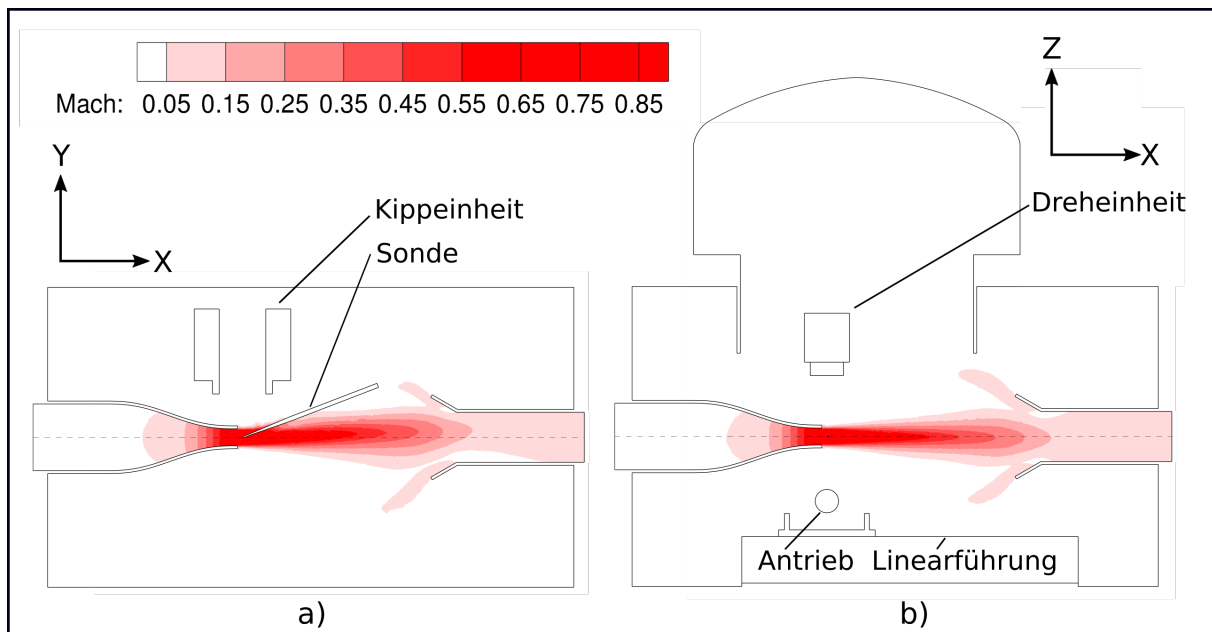


Abbildung 43: Machzahlverlauf mit positiv verdrehter Positioniereinheit **a)** im Schnitt $z^* = 0$, **b)** im Schnitt $y^* = 0$

Die Abbildungen 42 und 43 zeigen den jeweiligen Machzahlverlauf dieser Modelle. Bei beiden Modellen liegt dieselbe Ausbreitung der Machzahl vor, jedoch unterscheiden sie sich im Bezug auf die Ablenkung. Zu sehen ist in der Abbildung 42 a) sowie 43 a) die Sonde, um jeweils 21° gedreht. Genauso wie die jeweilige Verschiebung des Freistrahls in die Y-Richtung der gedrehten Sonde. Dabei ist auf den ersten Blick kein Unterschied bei der Machzahl zu sehen, in beiden Modellen bildet sich der Freistrahls mit der Machzahl identisch aus. Bei der Abbildung 42 b) sowie der 43 b) zeigt sich nur eine kleine signifikante Verschiebung des Freistrahls in die positive Z-Richtung.

Die folgende Abbildung 44 zeigt die leichte Verschiebung genauso wie den minimalen Unterschied zwischen der positiv gedrehten und der negativ gedrehten Sonde zum Referenzmodell. Erneut ist die Machzahl über dem dimensionslosen Abstand y^* in der Abbildung 42 a) bei $x^* = 0$ an der Düsenöffnung und in der Abbildung 42 b) bei $x^* = 11$ kurz vor dem Kollektor zu sehen. Dabei ist in Abbildung 42 a) zu erkennen, dass das Referenzmodell in dieser Position die höhere Machzahl aufweist. In Abbildung 42 b) ist jedoch auffällig, dass die positiv gedrehte Sonde (Plus-Alpha) im Freistrahls eine höhere Geschwindigkeit gegenüber der negativ gedrehten Sonde (Minus-Alpha) aufweist. Des Weiteren wird die Verschiebung des Freistrahls durch die positive Drehung um ca. 1° stärker abgelenkt als bei der negativen Drehung der Sonde. Somit hat die Asymmetrie der Positioniereinheit bei einer Verdrehung der Sonde eine geringfügige Auswirkung auf die Verschiebung des Freistrahls. Jedoch ist dieser minimal ausgeprägt und hat somit keinen Einfluss auf die Strömung kurz nach der Düsenöffnung im Bereich des Sondenkopfes.

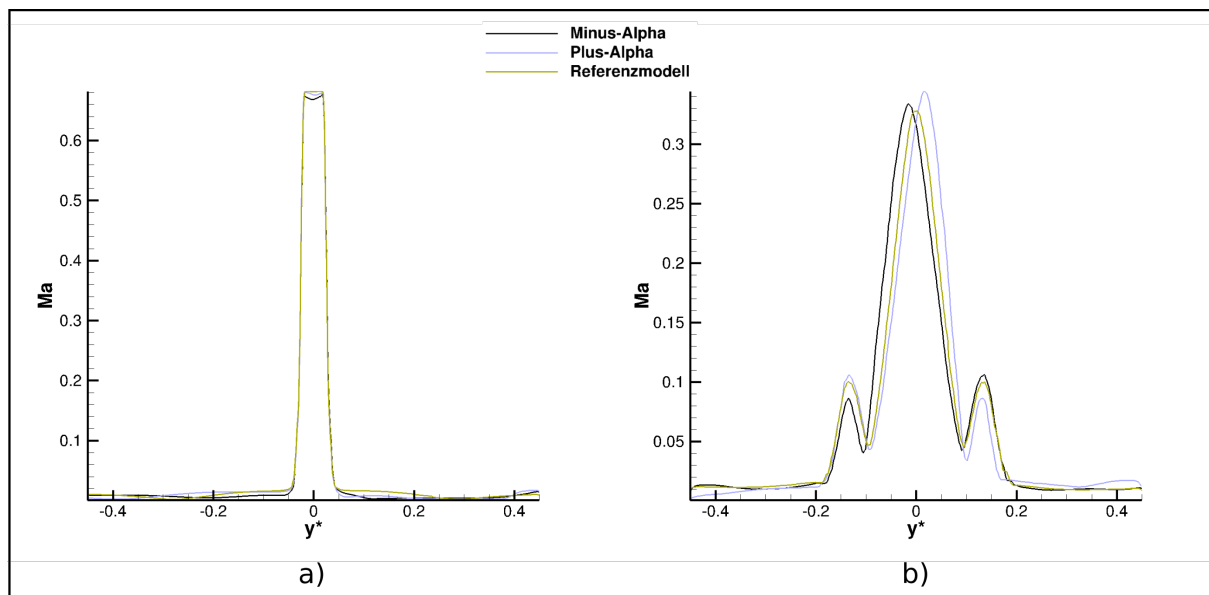


Abbildung 44: Vergleich der Machzahl bei dem Referenzmodell und der positiv, sowie negativ gedrehten Positioniereinheit mit Sonde **a)** bei $x^* = 0$ an der Düsenöffnung und **b)** bei $x^* = 11$ vor dem Kollektor

Die Geschwindigkeitsverteilung ist in den folgenden zwei Abbildungen 45 und 46 zu sehen.

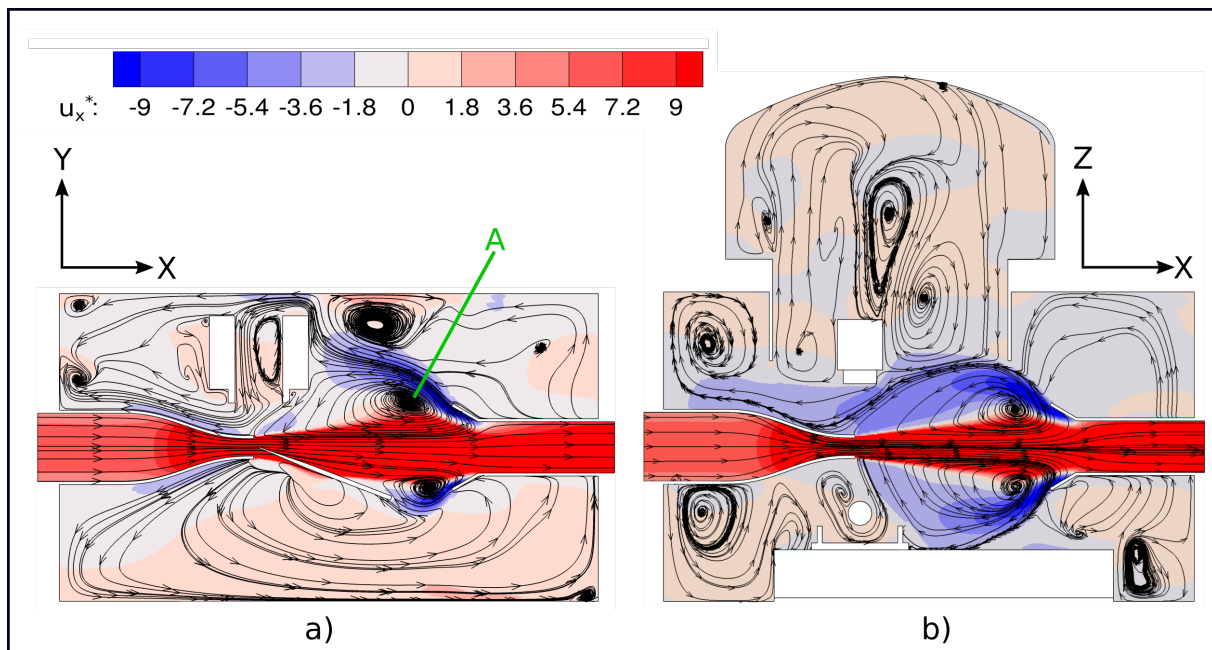


Abbildung 45: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit negativ gedrehter Sonde **a)** im Schnitt $z^* = 0$, **b)** im Schnitt $y^* = 0$

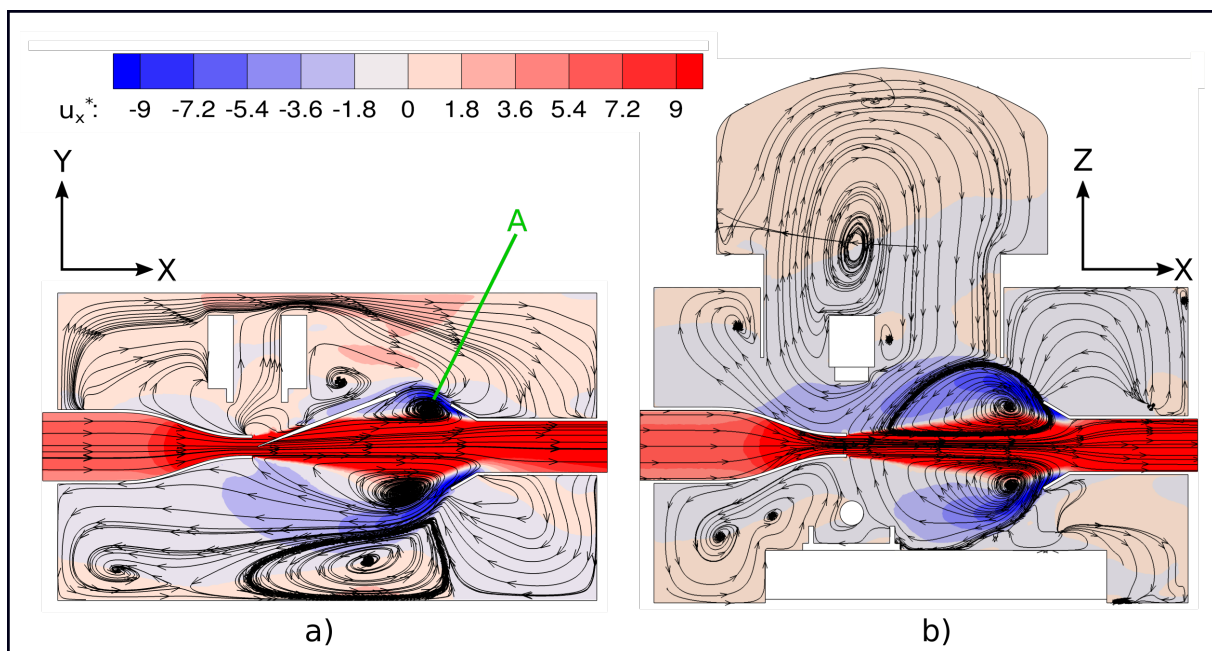


Abbildung 46: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld der Messkammer mit positiv gedrehter Sonde **a)** im Schnitt $z^* = 0$, **b)** im Schnitt $y^* = 0$

Bei dem Vergleich der beiden Modelle ist auffällig, dass jeweils in der Abbildung b) die Rückströmung sowie die Ringwirbelbildung nahezu gleich ausgeprägt sind. Ausschließlich in der Abbildung a) unterscheiden sich die Strömungen. In der Abbildung 45 a) ist vor allem die Verschiebung der Strömung durch die Sonde zu sehen. Da die Geschwindigkeit kurz nach der Sonde noch höher ausgeprägt ist, entsteht eine Asymmetrie. Der Ringwirbel vor dem Kollektor tritt dabei durch

die Begrenzung der Sonde kleiner in Erscheinung.

Die folgende Abbildung 47 zeigt den Unterschied der Verschiebung zwischen den Modellen der verdrehten Sonden b) und c) mit dem Referenzmodell a) auf.

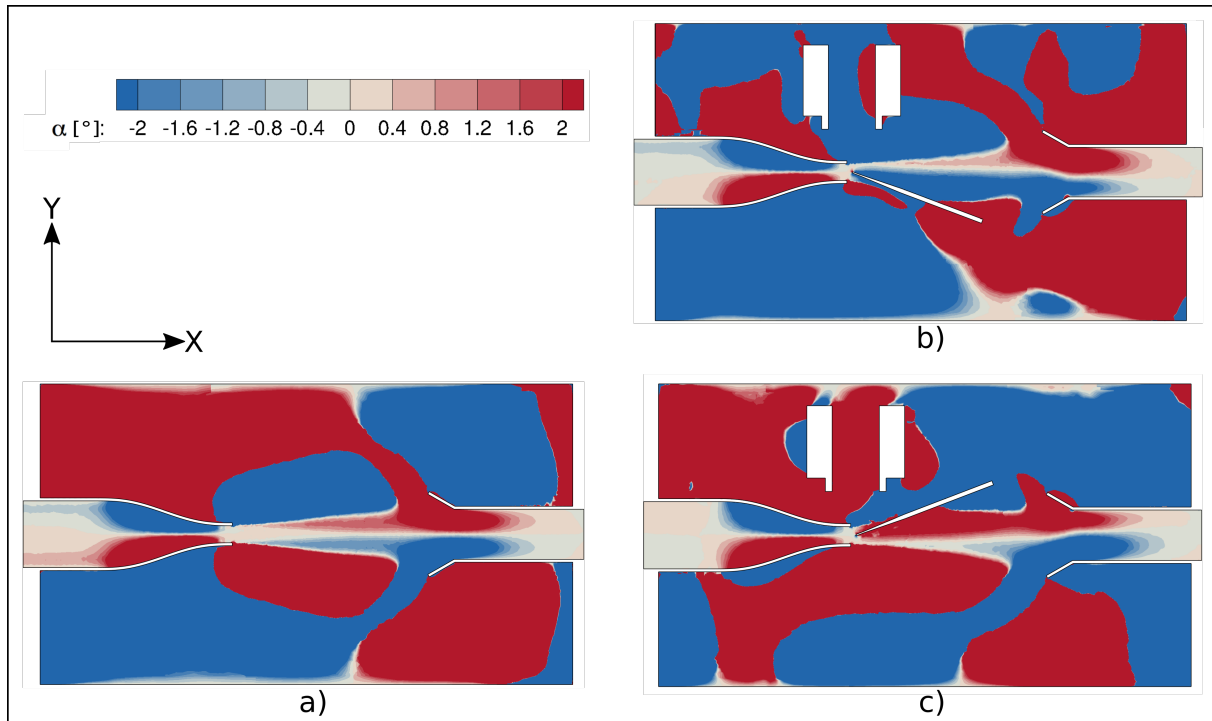


Abbildung 47: Winkel α der Geschwindigkeit **a)** im Referenzmodell, **b)** mit negativ verdrehter Sonde und **c)** mit positiv verdrehter Sonde

Für die bessere Betrachtung ist eine Skalierung von -2° bis 2° gewählt. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass die verdrehten Modelle eine starke Verschiebung in diese Bereiche aufweisen. Somit ist zu erkennen, dass der Freistrahle in Richtung der verdrehten Sonde abgelenkt wird. Der Winkel der Verschiebung hält dabei bis zur Auflösung im Kollektor an, in dem das Fluid den Ringwirbel bildet. Es ist keine Symmetrie mehr vorhanden wie im Referenzmodell.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Bachelorarbeit wurden die Ausbreitung des Freistrahls sowie die Auswirkungen der neu konstruierten Positioniereinheit auf die Strömung in dem Sondenkalibrierkanal der Abteilung Turbine im Institut für Antriebstechnik im DLR Göttingen untersucht. Dafür wurden numerische Strömungssimulationen durchgeführt, die die RANS-Gleichungen mittels dem *SST- $k-\omega$* Turbulenzmodell lösen. Für diese Anwendung wurde der relevante Bereich der Untersuchung mit verschiedener Software numerisch konfiguriert und begutachtet.

Als erstes wurde ein Referenzmodell des Sondenkalibrierkanals ohne Positioniereinheit und Sonde erstellt und simuliert. Somit wurde ein Einblick in die Strömung der Messkammer sowie in die Ausbreitung des Freistrahls gegeben. Ein Abgleich mit der Literatur und experimentellen Daten aus vorangegangenen Versuchen, zeigte eine gute Übereinstimmung mit den numerischen Ergebnissen. Dabei wurde deutlich, dass der Freistrahls rotationssymmetrisch ausgeprägt ist und das Fluid in dem Potentialkern eine Beschleunigung erfährt. In der Sekundärströmung zeigt sich dazu ein achsensymmetrischer Ringwirbel zwischen der Düse und dem Kollektor.

Im nächsten Schritt wurde ein Modell der Positioniereinheit ohne Sonde erstellt und die Ergebnisse der Strömungssimulation mit denen des Referenzmodells verglichen. Die Ergebnisse zeigen einen leichten Anstieg der Geschwindigkeit im Potentialkern, im Vergleich mit dem Referenzmodell, sowie eine geringe Ablenkung des Freistrahls in positive Z -Richtung, verursacht durch den Sondenhalter. Ein Vergleich der Wirbelbildung zum Referenzmodell zeigt eine Asymmetrie der Wirbel, hervorgerufen durch die Positioniereinheit. Im weiteren Verlauf wurde dem Modell eine Strömungssonde hinzugefügt, die sich geometrisch an einer Lanzensonde orientiert. Dabei hat sich die Verschiebung des Freistrahls in Z -Richtung sowie die Wirbelbildung zum vorherigen Modell nur minimal verändert. Verglichen mit dem Referenzmodell weist dieses Modell einen deutlichen Anstieg der Geschwindigkeit im Potentialkern auf, wodurch dieser verlängert wird. Außerdem weist der Freistrahls einen geringeren Durchmesser als beim Referenzmodell auf. Des Weiteren entsteht an der Sonde eine unregelmäßige Ablenkung die zu kleinen Verwirbelungen führt.

Bei dem letzten Modell wurde die Sonde um einen Winkel von $\alpha = 21^\circ$ in positive sowie negative Richtung durch die Positioniereinheit gedreht. Der Fokus lag dabei auf die Ablenkung des Freistrahls. Daraus ging hervor, dass die Stärke die Verschiebung von der Verdrehungsrichtung abhängig ist. Ebenso ist es bei der Geschwindigkeit, die erneut höher ist als bei dem Referenzmodell, jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt. Da sich der Sondenhalter nicht im Freistrahls befindet, entsteht keine Ablenkung in Z -Richtung. Die Wirbelbildung ändert sich zu dem Modell der Positioniereinheit mit Sonde nicht signifikant.

8. Fazit und Ausblick

Aus den Ergebnissen der numerischen Simulation des Sondenkalibrierkanals Göttingen geht hervor, dass bei Verwendung der neu konstruierten Positioniereinheit eine Ablenkung des Freistrahls durch die Sonde und den Sondenhalter hervorgerufen wird. Sofern die Sonde achsensymmetrisch zum Freistrahл ausgerichtet ist, entsteht eine Verschiebung in Z -Richtung. Durch die Verdrehung der Sonde um α erfolgt eine unterschiedlich große Verschiebung des Freistrahls in Y -Richtung, verursacht durch die Asymmetrie der Positioniereinheit. Die damit einhergehenden Änderungen der Wirbelbildung haben dazu eine geringe Auswirkung auf die Sekundärströmung. Des Weiteren sorgt die Sonde für einen Anstieg der Geschwindigkeit entlang der Freistrahllachse. Jedoch entstehen durch die minimalen Auswirkungen keine Veränderungen im Bereich der Messung, kurz nach der Düsenöffnung. Da in diesem Bereich die Strömung bekannt ist und die Änderungen des Freistrahls erst entlang der Sonde entstehen, eignet sich die Positioniereinheit für diese Fälle, jedoch müssen für eine besser Einschätzung weitere Untersuchungen vorgenommen werden.

Um für eine Symmetrie entlang der Z -Achse zu sorgen, könnte somit der Sondenhalter über den Freistrahл hinaus verlängert werden. Bei Verdrehung der Sonde könnte ein Aufbau mit einer ähnlichen Geometrie der Positioniereinheit die achsensymmetrisch zum Freistrahл montiert wird, für eine Stabilisierung der Verschiebung sorgen. Des Weiteren wäre eine detaillierte Vernetzung des Sondenkopfes von hohem Interesse, um die genauen Drücke in diesem Bereich abnehmen zu können.

Literatur

- [1] KOST F. *Sondenkalibration am SEG*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. - Internes Dokument: IB 225 - 2015 A 07, 2016.
- [2] LEN V. *Konzept für die Erweiterung des Kalibrierbereichs von Strömungssonden im Sondenreichkanal Göttingen, Masterarbeit*. September 2018.
- [3] BRÄUNLING W. JG. *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. Springer Vieweg Verlag, 2015.
- [4] CERBE G. ; WILHELMS G. *Technische Thermodynamik: Theoretische Grundlagen und praktische Anwendungen, Aufl. 17*. Carl Hanser Fachbuchverlag, 2013.
- [5] WILCOX D. C. *Turbulence Modeling for CFD*, volume 2. DCW industries La Canada, CA, 1998.
- [6] BÖCKH P. ; SAUMWEBER C. *Fluidmechanik: Einführendes Lehrbuch, Aufl. 3*. Springer Vieweg Verlag, 2013.
- [7] BSCHORER S. ; BÖSWIRTH L. *Technische Strömungslehre: Lehr-und Übungsbuch, Aufl. 11*. Springer Vieweg Verlag, 2018.
- [8] SCHLICHTING H. ; GERSTEN K. *Grenzschicht-Theorie, Aufl. 10*. Springer Vieweg Verlag, 2006.
- [9] CFD Online. *Law of the Wall, Wallfunction (2011)*. Eingesehen: 27. Januar. 2020. https://www.cfd-online.com/Wiki/Law_of_the_wall.
- [10] BRAKMANN R. G. *Increasing Heat Transfer in Convective Cooling Systems with Optimized Surface Structures, Dissertation*. Verlag Dr. Hut, 2017.
- [11] GAUNTNER J. W. ; LIVINGOOD J. NB. ; HRYCAK P. *Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate*. National Aeronautics and Space Administration, 1970.
- [12] LANGFELDT F. *Modellierung und Simulation von einphasigen, turbulenten Freistrahlen in unter-und transkritischen Umgebungen für Raketenanwendungen*. 2010.
- [13] ABRAMOVICH G. N. *The Theory of Turbulent Jets, Teil 1-7*. M. I. T. Press, 1963.
- [14] GEROLD J. *Experimentelle und numerische Untersuchung von Gas-Freistrahlen*. Universität der Bundeswehr München, 2015.
- [15] FELLOUAH H. ; BALL C. G. ; POLLARD A. *Reynolds number effects within the development region of a turbulent round free jet*, volume 52. Elsevier, 2009.
- [16] GOSSWEILER C. R. *Sonden und Messsystem für schnelle aerodynamische Strömungsmessung mit piezoresistiven Druckgebern, Dissertation*. ETH Zurich, 1993.

- [17] FERZIGER J. H. ; PERIC M. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Vieweg Verlag, 2008.
- [18] MENTER F. R. *Zonal two equation kw turbulence models for aerodynamic flows, 23rd fluid dynamics, plasmadynamics, and lasers conference*. NASA Ames Research Center, 1993.
- [19] CELIK I. B. ; GHIA U. ; ROACHE P. J. *Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in {CFD} applications*. 2008.
- [20] GANTE L. *Numerische Simulation der Strömung in der Messkammer eines Sondenkalibrierkanals, Bachelorarbeit*. 2019.
- [21] CENTAURSOFT. Centaur user guide. Eingesehen: 31. März 2020.
- [22] BLONDELOT P. *Untersuchung zur Strömungsqualität einer Unterschalldüse im Sondenreichkanal SEG*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. - Internes Dokument, 2009.

A. Anhang

A.1. Gitterkonfiguration

Tabelle 4: Die Parameter für die Standardeinstellungen des Gitters in CENTAUR

	Parameter	Wert
Surface	Stretching ratio	1,7
	Stretching factor	0,9999
	Maximum length scale	160
	Minimum length scale	3,3333
	Factor for curvature clustering	6
	Factor for proximity	2
	Factor for CFD clustering	2
Prism	Initial layer thickness (MM)	1,7
	Number of layers	9
	Stretching ratio	1,1
	Ramp angle	20
Tetrahedra	Stretching ratio	1,6
	Interface length scales blending factor	0,8
	Interface thickness ratio	2
	Tet. grid quality	5
	Scaling factor	0,865

A.2. Parameter für die Präkonditionierung

Tabelle 5: Parameter in Kontrolldatei für Präkonditionierung mit konstantem β

Parameter	Wert	Bedeutung
b	0,2	Konstanter Wert für β

A.3. Konfiguration der numerischen Strömungssimulation

Tabelle 6: Auswahl der Parameter für alle TRACE Modelle

	Parameter	Wert
Inlet	Absolute total pressure	100000 Pa
	Absolute total temperature	293 K
	Turbulence intensity	0,01
	Eddy length scale	0,001
	Method steady	Steady 1D Characteristics
Outlet	Mass flow	-0,42
	Method steady	Riemann
Messkammer	Wall treatment	WallFunctions
	Heat transfer	293 K
	Roughness	Smooth
Solver	Solver Mode	Nonlinear
	Simulation mode	steady
	Accuracy	2nd order
	Entropy fix	0,075
	Time scheme solution method	GaussSeidel
	CFL at time-step 0,03	3
	CFL at time-step 3	10000
Equation	Governing Equations	Navier Stokes
	Turbulence Treatment	(U)RANS
	Turbulence Model	Menter SST 2003 k- ω
	Heat flux Model	Constant Prandl
	Turbulent Prandl Number	0,9
Gas model	Gas model	Ideal
	Specific ideal gas constant	287,06 J/(kg K)
	Specific heat ratio	1,4
	Viscosity model	Sutherland Law
	Sutherlands Law constant	110
	Temperature reference	273
	Molecular viscosity reference	1,7198e-05
	Thermal conductivity model	Constant Prandl
	Prandl number	0,72